Absolute Kupfer-K-Eigenstrahlungsintensität und ihr Verhältnis zur Kontinuumsintensität bei Spannungen zwischen 20 und 40 kV

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Martin Möring

aus Altdöbern

1966

Druck:
ERNST-REUTER-GESELLSCHAFT
der Förderer und Freunde der Freien Universität Berlin e.V.
DISSERTATIONS-DRUCKSTELLE
1 Berlin 33, Garystr. 45

Absolute Kupfer-K-Eigenstrahlungsintensität und ihr Verhältnis zur Kontinuumsintensität bei Spannungen zwischen 20 und 40 kV

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

vorgelegt von

Martin Möring

aus Altdöbern

1. Referent: Professor Dr. H. Lassen
2. Referent: Professor Dr. R. Honerjäger

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Juni 1966
Tag der Promotion: 16. JULI 1966

Inhaltsverzeichnis

I Einleitung 1

II Experimentelle Anordnung 9

III Absorption in der Antikathode 16

IV Reflexionseigenschaften des Kristalls 24

V Korrekturen am Zählrohr 31

VI Spektrale Intensitätsverteilung einer $11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm starken Kupfer-Antikathode in Elektronenstrahlrichtung 37

VII Zusammenfassung 50

VIII Literaturverzeichnis 52

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546527_0067

I Einleitung

I,1 Obwohl seit den Arbeiten von LAUEs und BRAGGs im Jahre 1912 immer wieder Untersuchungen des Röntgenspektrums vorgenommen wurden, sind bis heute noch Fragen aus dem Bereich der niederenergetischen Röntgenstrahlung entweder gar nicht oder nicht mit genügender Genauigkeit beantwortet. Dazu gehören u.a. die Fragen nach der absoluten Intensität der direkt durch Elektronenstoß erzeugten Eigenstrahlungsintensität und nach dem Verhältnis von Eigenstrahlungsintensität zur Intensität des Kontinuums.

Die Ursachen für die bisher unzureichenden Antworten auf diese Fragen liegen einerseits bei Untersuchungen mit einem BRAGG-Spektrometer in dem extrem hohen Intensitätsunterschied, der zwischen Eigenstrahlungsintensität und der der Eigenstrahlung bezüglich der Wellenlänge benachbarten Kontinuumsintensität zu bewältigen ist, andererseits in dem geringen spektralen Auflösungsvermögen, das sowohl der Filtermethode als auch den modernen Methoden der elektronischen Spektrometrie mit Szintillations- oder Proportionalzählrohr anhaftet.

In der vorliegenden Arbeit sollen durch Kombination des hohen spektralen Auflösungsvermögens der klassischen BRAGG-Methode der Röntgenspektroskopie mit den Vorzügen der modernen Strahlungsempfänger die Fragen nach der absoluten Eigenstrahlungsintensität und nach dem Intensitätsverhältnis zwischen Eigenstrahlung und Kontinuum für den speziellen Fall einer Kupfer-Antikathode beantwortet werden. Das Energieintervall, in dem das Kontinuum erfaßt wird, erstreckt sich dabei von etwa 5 keV (entsprechend einer Wellenlänge von 2,5 Å) bis zur jeweiligen Grenzenergie, die durch die Röhrenspannung gegeben ist und zwischen 20 keV (entsprechend etwa 0,6 Å) und 40 keV (entsprechend etwa 0,3 Å) variiert wird. Die Anregungsenergie der Kupfer-K-Serie liegt bei 8,980 keV. Die L-Serie - L_I-Kante bei 1,10 keV - liegt bereits außerhalb des betrachteten Energiebereiches und wird daher nicht mit erfaßt.

Die langwellige Grenze von 2,5 Å ist dadurch gegeben, daß bei dieser Wellenlänge bereits mehr als 50 % der Strahlung auf dem

Weg durch das Spektrometer in der Luft absorbiert wird. Dieser bereits im Spektrometer absorbierte Anteil der Strahlung wird mit zunehmender Wellenlänge rasch größer. Damit ist dann aber wegen der an sich schon geringen Zählrate und dem damit verbundenen hohen statistischen Fehler eine sichere Aussage nicht mehr möglich.

Damit verengt sich die Fragestellung auf die Intensität der K-Eigenstrahlung und das Verhältnis der K-Eigenstrahlungsintensität zur Kontinuumsintensität zwischen der jeweiligen Grenzwellenlänge λ_G und $\lambda = 2{,}5$ Å für Kupfer bei Röhrenspannungen zwischen 20 kV und 40 kV.

I,2 Die Zahl der in einer dicken Antikathode direkt erzeugten Cu-K_α-Photonen $N_{E_\alpha}^{(d)}$ gibt HINK |19| für den Energiebereich zwischen 10 keV und 40 keV an. Gemessen wird an einer Membran-Antikathode in Elektronenstrahlrichtung mit einem Szintillationszähler als Impulshöhenspektrometer. Die Isolierung der K_α-Linie erfolgt durch ein Nickel-Eisen-Filterpaar. Die Meßwerte lassen sich durch $N_{E_\alpha}^{(d)} = 4\pi p_\alpha (\frac{U}{U_o} - 1)^n$ darstellen, wobei U die an der Röntgenröhre liegende Spannung und U_o die Anregungsspannung der Kupfer-K-Serie sind. Für die Konstanten ergeben sich die Werte $p_\alpha = 0{,}65 \cdot 10^{-4} \pm 5\ \%$ und $n = 1{,}55 \pm 0{,}02$. In der Diskussion vergleicht HINK seine Ergebnisse mit denen anderer Autoren+).

In der vorliegenden Arbeit soll an einer Röntgenröhre gleicher Bauart zum Vergleich der von HINK mit einem Impulshöhenspektrometer bestimmten Zahl der direkt erzeugten Cu-K_α-Photonen diese Zahl in einem BRAGG-Spektrometer - also auf einem völlig anderen Weg - gemessen werden. Auf Grund des hohen Auflösungsvermögens des BRAGG-Spektrometers gegenüber dem Impulshöhen spektrometer ist damit auch die Messung der Zahl der direkt erzeugten Cu-K_β-Photonen möglich.

Angaben des Verhältnisses der Eigenstrahlungsintensität zur Kontinuumsintensität für Kupfer finden sich in den Arbeiten

---

+)Wegen der vollständigen Zusammenstellung und ausführlichen Diskussion der bisher durchgeführten Absolutbestimmungen der Kupfer-Eigenstrahlungsintensität in |19| wird an dieser Stelle auf eine erneute Diskussion verzichtet.

|2|, |3|, |4|, |14|, |25| und |29|.

METCHNIK |25| mißt bei einer gleichgerichteten Röhrenspannung von 30 kV mit einem Szintillationszähler einerseits die Zählrate der Gesamtstrahlung, andererseits die der durch Nickel- und Eisenfilter isolierten K_α-Strahlung ("balanced filter method") für Winkel zwischen 91° und 150° relativ zur Elektronenstrahlrichtung. Zur Berücksichtigung der K_β-Linie benutzt er das von COMPTON und ALLISON |9| angegebene Intensitätsverhältnis der α- und ß-Strahlung von Kupfer. Zur Korrektur der wellenlängenabhängigen Absorption der kontinuierlichen Strahlung im Fenster der Röntgenröhre und in der Luft zieht er die von ARNDT und RILEY |2| angegebene Kurve der spektralen Intensitätsverteilung des Kontinuums als Funktion der Wellenlänge heran. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit des Szintillationszählers von der Wellenlänge wird nicht berücksichtigt.

METCHNIK findet das Verhältnis von K_α-Strahlung zur kontinuierlichen Strahlung an der Oberfläche der Antikathode unabhängig vom Beobachtungswinkel zu etwa 4,3 : 1, außerhalb der Röhre am Fenster zu 3,2 : 1.

BENDIT |4| beobachtet bei gleichgerichteter Wechselspannung zwischen 15 und 40 kV unter einem Winkel von 3° gegenüber der Antikathoden-Oberfläche. Er benutzt wie METCHNIK die Filtermethode zur Isolierung der K_α-Strahlung, läßt jedoch die ß-Linie unberücksichtigt, so daß diese den Anteil der kontinuierlichen Strahlung erhöht. Für die spektrale Intensitätsverteilung des Kontinuums berechnet er aus der von ARNDT und RILEY |2| für 30 kV Röhrenspannung angegebenen Kurve eine entsprechende für 35 kV in Anlehnung an die von KULENKAMPFF |23| experimentell gewonnene Formel für die spektrale Intensitätsverteilung der Strahlung im Kontinuum. Er korrigiert bezüglich der Absorption der Strahlung in Luft und bezüglich der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit des von ihm benutzten Auslösezählrohres nach einer allgemeinen Kurve von TAYLOR und PARRISH |38|. Die Absorption im Fenster bleibt unberücksichtigt. Als Ergebnis findet BENDIT für das Verhältnis der K_α-Eigenstrahlung zum Kontinuum am Fenster der Röhre für

35 kV 2 ± 0,5. Für kleinere Spannungen nimmt das Verhältnis ab.

HINK |18| bestimmt an einer Röhre mit Membran-Antikathode das Verhältnis der Zahl der Kupfer-K_α-Photonen zur Zahl der Photonen des Kontinuums im Wellenlängenbereich zwischen der kurzwelligen Grenze und etwa 3.5 Å für Röhrenspannungen zwischen 17 kV und 37 kV. Die spektrale Intensitätsverteilung des Kontinuums wird wiederum nicht gemessen, sondern auch entsprechend der KULENKAMPFF-Formel |23| berechnet, die Isolierung der K_α-Linie erfolgt ebenfalls wie bei BENDIT |4| nach der Filtermethode. Die mit einem Szintillationszähler gemessenen Photonenzahlen werden korrigiert bezüglich der Absorption in der Antikathode und in der Luft. Die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers wird berücksichtigt.

HINK findet ein linear mit der Spannung ansteigendes Verhältnis der Photonenzahlen, das für 30 kV den Wert 0,9 ± 10 % hat.

ARNDT und RILEY |2 |arbeiten an einer Gleichspannungsröhre bei 30 kV. Sie zerlegen die Strahlung spektral mit einem Kalkspatkristall und messen die Intensitätsverteilung im Spektrum zwischen etwa 0,5 Å und 2,4 Å mit einem Auslöse- und einem Proportionalzählrohr. Korrigiert werden die Absorption in Luft, im benutzten Nickel-Filter und im Zählrohrfenster, die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Zähler nach den Angaben der Absorptionskoeffizienten der Füllgase in den Internationalen Tabellen |20| sowie die Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten des Kristalls nach COMPTON-ALLISON |9|. Die Absorption der Strahlung im Fenster der Röhre und die Reflexionen höherer Ordnung am Kalkspatkristall werden nicht berücksichtigt.

Es ergibt sich für das Verhältnis der K_α-Eigenstrahlung zum Kontinuum außerhalb der Röntgenröhre bei 30 kV 5,4 : 1.

PARRISH und KOHLER |29| haben in einer Untersuchung über die Güte verschiedener Antikathodenmaterialien für die Zwecke der Diffractometrie auch das Spektrum einer Kupfer-Antikathode bei einer Röhrenspannung von 40 kV registriert. Sie benutzten einen Silizium-Kristall und einen NaJ-Tl-Szintillationszähler.

Das Spektrum ist völlig unkorrigiert hinsichtlich Absorption, Reflexionsvermögen des Kristalls und Empfindlichkeit des Zählers. Es wird bezüglich des Verhältnisses der Eigenstrahlung zum Kontinuum nicht zahlenmäßig ausgewertet. Die Verfasser geben lediglich an, daß "the continuous spectra ... have an integrated intensity of more than an order of magnitude greater than that of the K_α-lines".

BENDIT |4| berechnet auf Grund der in |30| wiedergegebenen gleichen Registrierkurve das von PARRISH und KOHLER gemessene Verhältnis zahlenmäßig und erhält 0,35 : 1.

BATZIES |3| mißt mit gleichgerichteter Spannung zwischen 15 und 35 kV an einer Feinfokusröhre mit Membran-Antikathode in Elektronenstrahlrichtung nach dem Verfahren von BENDIT |4|. Zur Berechnung der spektralen Intensitätsverteilung im Kontinuum verwendet er den von KULENKAMPFF |23| angegebenen Ausdruck. Diesen unterzieht er einer Korrektur bezüglich der Absorption der Strahlung in der Antikathode, wobei er die Eindringtiefe der Elektronen als Funktion ihrer Energie gemäß einer von PETER |31| angegebenen Kurve berücksichtigt. Berücksichtigt wird ferner die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des von ihm benutzten Dosimeters und die wegen der verwendeten Geometrie stark wirksame Filterfluoreszenz-Strahlung. Unkorrigiert dagegen bleibt die Absorption der Strahlung in Luft.

Für das Verhältnis der gesamten Eigenstrahlung zum Kontinuum erhält BATZIES für den Energiebereich zwischen 20 und 35 keV den konstanten Wert 2 $\pm$ 15 %.

GUINIER |4| gibt - ausgehend von Näherungsformeln für die Kontinuumsintensität und die Linienintensität - das Intensitätsverhältnis als proportional zu $(\frac{U}{U_o} - 1)^{1,5} \cdot (\frac{U}{U_o})^{-2}$ an, ohne den Proportionalitätsfaktor - und damit das Verhältnis - zahlenmäßig zu bestimmen.

Zusammenfassend kann als Ergebnis dieser Literaturübersicht festgestellt werden:

Die Resultate der verschiedenen Autoren weichen infolge verschieden weit getriebener Korrekturen und grundsätzlich verschiedenartiger Versuchsbedingungen stark voneinander ab

(Streuungsbereich von 0,35 bis 5,4). Korrekturen und Versuchsbedingungen lassen sich nicht in allen Fällen auf äquivalente Verhältnisse reduzieren.

Um zu einer allgemeingültigen Aussage über das Verhältnis der Eigenstrahlungsintensität zu der des Kontinuums zu kommen, soll daher in dieser Arbeit versucht werden, außer der Messung der absoluten Eigenstrahlungsintensitäten das Verhältnis k der Intensitäten der direkt entstehenden Eigenstrahlung und des entstehenden Kontinuums zu bestimmen.

I,3 Unter Intensität wird im folgenden stets der in der Zeiteinheit in den Raumwinkel 1 fließende Energiestrom verstanden. Die Eigenstrahlungsintensität ist die Summe der über die Wellenlängen integrierten Intensitäten der im Eigenstrahlungsspektrum des Antikathodenmaterials enthaltenen Linien:

$$J_E = \sum_n \int_{\lambda_n - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_n + \frac{\Delta\lambda}{2}} J_\lambda(\lambda)\, d\lambda \qquad (1)$$

$$n = \alpha, \beta$$

Integrationsbereich ist der Bereich $\pm \frac{\Delta\lambda}{2}$ um λ_n, in dem die Intensität der Eigenstrahlung einen meßbaren Wert hat. Das Dublett K_{α_1} K_{α_2} wird für diese Messungen nicht getrennt.
Als direkt erzeugte Eigenstrahlung (Intensität $J_E^{(d)}$) wird die als Folge der direkten Wechselwirkung zwischen beschleunigten Elektronen und Antikathodenatomen (Stoßionisation) entstehende Eigenstrahlung angesehen. Die Ausbreitung wird als räumlich isotrop vorausgesetzt.

Die Intensität $J_E^{(i)}$ der indirekt als Folge der Photoionisation mit genügend energiereichen Photonen des Kontinuums entstehende Eigenstrahlung ist bei vorgegebener Spannung und vorgegebenem Antikathodenmaterial von der Antikathodendicke und der Geometrie der Meßanordnung abhängig. Sie muß daher zur Bestimmung von k dem Versuchsaufbau entsprechend berechnet und von der gemessenen Eigenstrahlungsintensität J_E abgezogen werden.

Kontinuumsintensität J_K im Sinne der vorliegenden Arbeit ist

das Integral über die Intensitäten pro Wellenlängeneinheit J_λ, erstreckt von der kurzwelligen Grenze λ_G bis $\lambda = 2{,}5$ Å, vermindert um die Eigenstrahlungsintensitäten der Linien:

$$J_K = \int_{\lambda_G}^{\lambda=2.5} J_\lambda(\lambda)\, d\lambda - \sum_{n} \int_{\lambda_n - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_n + \frac{\Delta\lambda}{2}} J_\lambda(\lambda)\, d\lambda \,. \qquad (2)$$

$$n = \alpha, \beta$$

Gemessen wird in einem Winkelbereich $\Delta\varphi$ symmetrisch zur Elektronenstrahlrichtung an einer Folie, die dick ist im Vergleich zur Eindringtiefe der Elektronen. Daher kann auch die kontinuierliche Strahlung als räumlich isotrop angesehen werden, wenn $\Delta\varphi$ genügend klein gewählt wird |5|. Das gesuchte Verhältnis ist dann

$$k = \frac{J_E^{(d)}}{J_K} \qquad (3)$$

genommen am Entstehungsort.

Die aus der Antikathode austretende Strahlung wird in einem BRAGG-Spektrometer spektral zerlegt und mit einem Proportionalzählrohr nachgewiesen. Die Registrierung der Zählrate N erfolgt mit einem Kompensationsschreiber (genauere Beschreibung der Apparatur in II). Zur Berechnung des Verhältnisses k aus den Meßwerten N sind im einzelnen folgende Einflüsse systematischer Art zu untersuchen:

1. Absorption in der Antikathode (Abschnitt III)
2. Reflexionsvermögen des Kristalls (Abschnitt IV)
3. Reflexionen höherer Ordnung (Abschnitt IV)
4. Empfindlichkeit des Zählrohres (Abschnitt V)
5. Linearität der Registrierung (Abschnitt V)
6. Absorption in Luft (Abschnitt VI).

In Abschnitt VI,1 werden dann die in den vorangehenden Abschnitten diskutierten Korrekturgrößen zu einem einzigen Korrekturfaktor K (λ,N) zusammengefaßt. Dieser wird in VI,2 auf die Registrierkurven N(t)[+)] angewandt.

[+)] Das dem Registrierpapier aufgedruckte Koordinatennetz hat eine Zeitachse, die zweckmäßigerweise als solche für die Messungen beibehalten und für die Auswertung durch Anwendung günstiger Eichfaktoren dem jeweiligen Bedarf angepaßt wird, während die Ordinatenachse von vornherein als in der Einheit Impulse pro Sekunde (cps) geeicht angesehen werden kann. Die für die einzelne Messung gültige Ordinateneinheit ergibt sich dann aus der Stellung des Meßbereichwählers am Ratemeter.

II Experimentelle Anordnung

II,1 Als Strahlungsquelle diente eine Mikrofokusröntgenröhre mit Membranantikathode ähnlich der von HINK |17| beschriebenen (prinzipieller Aufbau in Abb. 1).

Die aus der direkt geheizten und auf negativem Potential liegendenWolfram-Haarnadel-Kathode 0 austretenden Elektronen werden durch den negativ vorgespannten Wehnelt-Zylinder 1 gebündelt und auf eine Öffnung in der geerdeten Anode 2 hin beschleunigt. Sie durchlaufen ein hinter der Anodenöffnung liegendes elektromagnetisches Strahlablenksystem 3, das die Führung des Strahles in die nachfolgenden Blenden erlaubt. Am Ende eines 25 cm langen Strahlrohres 4 begrenzt eine Aperturblende 5 mit einem Durchmesser von 0,5 mm den Strahlquerschnitt. Die Magnetlinse 6 fokussiert die Elektronen auf die Antikathode 7, auf die die Elektronen unter einem Winkel von 90° auftreffen.

Als Antikathode dient eine Kupferfolie der Dicke $d_F = 11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm entsprechend einer Flächendichte von $10{,}4\ \mathrm{mg \cdot cm^{-2}}$.

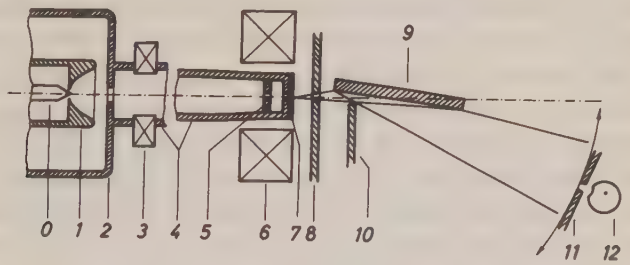

Abb. 1: Schematische Darstellung der Anordnung zur Messung der spektralen Intensitätsverteilung. 0: Wolfram-Kathode, 1: Wehnelt-Zylinder, 2: Anode, 3: elektromagnetisches Strahlablenksystem, 4: Strahlrohr, 5: Aperturblende, 6: Magnetlinse, 7: Antikathode in Mikrofokus-Anordnung (für die Feinfokus-Anordnung wird der Träger der isolierten Antikathode auf eine Verlängerung des Strahlrohres 4 vakuumdicht aufgesetzt) 8: Folienspalt, 9: Quarzkristall, 10: Bleikante, 11: Zählrohrspalt, 12: Proportionalzählrohr.

Die in Elektronenstrahlrichtung aus der Antikathode austretenden Röntgenstrahlen werden durch einen 0,5 mm hohen und 2 mm breiten Bleispalt 8, der sich - in Strahlrichtung gesehen - unmittelbar hinter der Folie befindet, ausgeblendet und fallen als divergentes Bündel auf den feststehenden Kristall 9 des Spektrometers. Eine Bleikante 10 fängt die am Kristall vorbeigehende Strahlung ab. Die am Kristall reflektierte Strahlung fällt auf den Zählrohrspalt 11 und in das Proportionalzählrohr 12.

II,2 Hochspannung und Kathodenheizung der Röntgenröhre sind durch einen Wechselspannungs-Stabilisator (Wandel und Goltermann WS 6) stabilisiert. Die Restwelligkeit $\frac{\Delta U}{2U}$ der durch Graetz-Schaltung gleichgerichteten Hochspannung ist bei einem Emissionsstrom von 50 µA kleiner als $2 \cdot 10^{-5}$. Die Messung der Hochspannung erfolgt über eine geeichte Widerstandskette.

Zur Fokussierung des Elektronenstromes auf die Antikathodenfolie dient die in |35| beschriebene Polschuhlinse in einer für die vorliegenden Zwecke abgeänderten Form. Um den Spektrometerkristall möglichst nahe an den Elektronenbrennfleck bringen zu können, wurde dieser aus der Linsenmitte heraus in den Raum - in Strahlrichtung gesehen - hinter der Linse gelegt. Die dazu erforderlichen neuen Polschuhe haben eine Polschuhbohrung von 6 mm Durchmesser und einen Polschuhabstand von 2,5 mm. Ein durch die Polschuhbohrung hindurchgeführtes Verlängerungsstück des Strahlrohres trägt dann entweder direkt die als Austrittsfenster dienende Antikathodenfolie über einer Bohrung von 0,1 mm (Mikrofokusbetrieb) oder den Träger der isolierten Antikathode (Feinfokusbetrieb).

Im Mikrofokusbetrieb wird der auf die Antikathode auftreffende Strom nicht direkt gemessen. Er ist von der Röhrenspannung abhängig und beträgt etwa 40 % des Emissionsstromes der Kathode. Die Konstanz der Emission wird in diesem Fall durch ein als Monitor dienendes Auslösezählrohr überprüft, das außerhalb des primären Strahlenganges steht und die an der Blende 8 gestreute Strahlung registriert.

Der Brennfleckdurchmesser ist ebenfalls von der Röhrenspannung

abhängig. Die Halbwertsbreite der Strahlungsdichte-Verteilung liegt für alle Spannungen unter $5 \cdot 10^{-3}$ mm (Abb. 2).

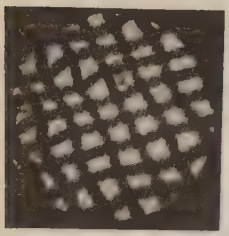

Abb. 2: Abbildung eines auf einem 17 µ-Gitter liegenden 3 µ-Gitters durch Projektion bei Mikrofokus-Betrieb.

Bei Feinfokusbetrieb ist die Antikathodenfolie gegenüber der übrigen Apparatur elektrisch isoliert. Der auf die Antikathode fallende Elektronenstrom wird über ein geeichtes Piko-Amperemeter zur Erde abgeleitet und somit direkt gemessen. Ein dem Piko-Amperemeter angeschlossener Kompensationsschreiber (Hartmann und Braun Linecomp) ermöglicht die kontinuierliche Kontrolle des Folienstromes synchron zur registrierten Röntgenstrahlintensität. Die Stabilität der Röhre lag während der Registrierung eines Spektrums (Dauer etwa 60 Minuten) bei $1 \cdot 10^{-2}$ für die einfache isolierte Antikathode, bei $3 \cdot 10^{-2}$ bei Benutzung des Antikathodenrevolvers.

Bei Verwendung der einfachen isolierten Antikathode dient diese wie im Mikrofokusbetrieb als Austrittsfenster für die Röntgenstrahlung. Bei Benutzung des Antikathodenrevolvers liegen sechs Antikathodenfolien auf Bohrungen eines Tellers, der im Vakuum um eine Achse parallel zur Strahlachse drehbar ist, so daß die Antikathode ohne Änderung der mechanischen und elektrischen Einstellungen und des Vakuums gewechselt werden kann. Der Teller ist gegenüber der übrigen Apparatur elektrisch isoliert, so daß auch hier der Folienstrom über das Piko-Amperemeter meßbar ist. Austrittsfenster ist in diesem Fall eine $10 \cdot 10^{-3}$ mm starke Hostaphan-Folie.

Die Halbwertsbreite der Strahlungsdichte-Verteilung liegt bei Verwendung der isolierten Antikathoden bei etwa $30 \cdot 10^{-3}$ mm (Abb. 3).

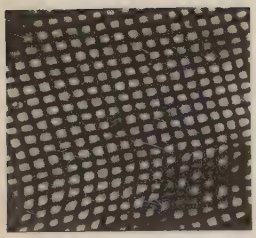

Abb. 3: Abbildung eines 17 µ-Gitters durch Projektion bei Feinfokusbetrieb. Die Stege des auf dem 17 µ-Gitter liegenden 3 µ-Gitters sind auf dem Originalnegativ nur als unscharfe Schatten zu erkennen.

Bei Verwendung der isolierten Antikathode entfällt die Kontrolle der Emission mit dem Auslösezählrohr.

Die Polschuhlinse wird von einem stromstabilisierenden Netzgerät (Wandel und Goltermann TNJ-3) gespeist. Der Strom kann in Stufen von etwa 2,5 mA variiert werden. Das ist eine Stufenhöhe, die bei den benutzten Elektronenenergien ausreicht, um nur mit der Grobwicklung der Linse (vgl. |35|) zu fokussieren.

II,3 Als Spektrometerkristall dient ein quaderförmiger Quarz mit der zur Oberfläche parallel liegenden Netzebene $10\bar{1}1$, Netzebenenabstand d = 3,3363 Å |12|, Kantenlänge 37 mm, 17 mm und 5 mm.

Der Kristall ist in einer Halterung I um eine vertikale, in der reflektierenden Oberfläche des Kristalls liegenden Achse um 0,25 rad mit einer Genauigkeit von $1{,}7 \cdot 10^{-5}$ rad $\pm$ 30 % durch einen Synchronmotor mit 14-Gang-Getriebe oder von Hand drehbar. Senkrecht dazu ist eine Kippung des Kristalls um etwa 0,1 rad mit einer Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-4}$ rad möglich, so daß die Kristallnormale und die Normale des Zählrohrspaltes in eine Ebene gebracht werden können (genauere Beschreibung des Spektrometers in |27|.

Fällt die von dem punktförmigen Brennfleck ausgehende divergente Röntgenstrahlung auf den feststehenden Kristall, so wird sie gemäß der BRAGGschen Beziehung

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin\varphi \qquad (4)$$

reflektiert. Auf einem Kreisbogen in der Einfallsebene um den virtuellen Ausgangspunkt F_v der Strahlung ist daher jedem Punkt eine bestimmte Wellenlänge zugeordnet (Abb. 4), wenn man sich zunächst auf Reflexionen erster Ordnung beschränkt.

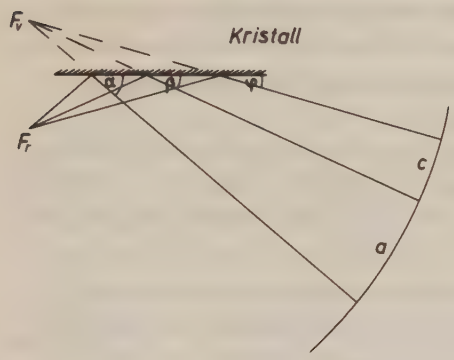

Abb. 4:
Zur Wellenlängen-Orts-Beziehung im Spektrum bei feststehendem Kristall und Punktfokus. Erläuterungen im Text.

Ist nun der auf dem Bogen gemessene Abstand zweier bekannter Wellenlängen - beispielsweise zweier Linien im Spektrum der Antikathode - gleich a, der Abstand zwischen einer der Linien und einem dritten Punkt auf dem Bogen gleich c, so ist der vom reellen Brennfleck zu diesem Punkt gelangende Strahl am Kristall unter dem Winkel

$$\varphi = \beta - \frac{c}{a}(\alpha - \beta) \qquad (5)$$

reflektiert worden, wenn α und β die BRAGGschen Reflexionswinkel der bekannten Wellenlängen sind. Mit dem Reflexionswinkel ist aber auch die Wellenlänge des diesem Punkte in dem vom Kristall erzeugten Spektrum zuzuordnenden Strahles bekannt.

Für die Messung des Reflexionsvermögens des Kristalls wird der zur Messung benutzte in eine zweite ebenfalls um zwei zueinander senkrecht stehende Achsen schwenkbaren Kristallhalterung II eingesetzt, während sich in Halterung I ein zweiter Kristall als Monochromator befindet. Bei den vorliegenden Messungen wurde dafür ein gleichartiger Quarzkristall benutzt. Halterung II steht mit dem zu untersuchenden Kristall dem

Monochromator so gegenüber, daß ein vorgewählter Bereich des am Monochromator erzeugten Spektrums auf den zu untersuchenden Kristall fällt. Mißt man dann das Verhältnis der bei einer Drehung des Kristalls I an beiden Kristallen reflektierten Intensität zu der nur am Monochromator reflektierten Intensität desselben Wellenlängenbereiches, so erhält man ein Maß für das Reflexionsvermögen des Kristalls II für dieses Wellenlängenintervall (genauere Diskussion in IV,1 und |27|).

II,4 Als Strahlungsdetektor wurde ein Proportionalzählrohr (JZ 10/P, Laboratorium Professor BERTHOLD) verwendet (genauere Beschreibung des Typs JZ 10/P in |39|, des speziellen Rohres JZ 10/P Nr. 66 in |13|, der Schaltung in |32| und Abb. 5).

Die Hochspannung für das Zählrohr wird von einem stabilisierten Netzgerät geliefert. Die Zählrohrimpulse werden über einen WHITE-Kathodenverstärker |11|, der direkt auf dem Zähl-

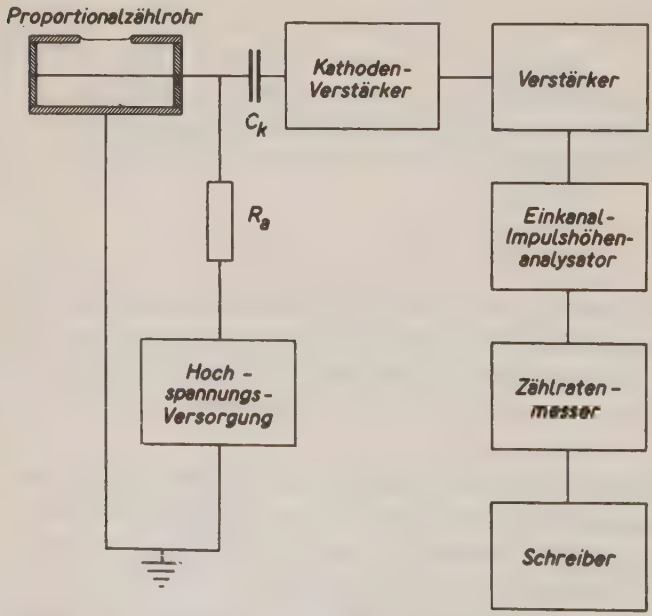

Abb. 5: Blockschaltbild der elektronischen Nachweiseinheit.

rohrsockel sitzt, einem linearen Impulsverstärker (Nuclear Enterprises Ltd., NE 5202) zugeleitet. Die verstärkten Impulse durchlaufen einen integral geschalteten Einkanal-Impulshöhen-Analysator (Nuclear Enterprises Ltd., NE 5102), werden in einem Zählratenmesser gezählt (Hamner Electronics Co., Model N-731) und mit einem Kompensationsschreiber (Hartmann und Braun, Linecomp) kontinuierlich registriert.

Der Zählrohrspalt öffnet und schließt symmetrisch und parallel zwischen 0 mm und 2 mm Spaltbreite. Die Reproduzierbarkeit der Spaltbreiteneinstellung ist $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ mm. Die Abweichung von der Parallelität bei einer Spaltöffnung von 2 mm ist kleiner als 10 µ. Die Spaltbacken bestehen aus einer 3 mm starken Platin-Iridium-Legierung. Die Spaltinnenflächen sind um 3° gegenüber der Spaltnormalen geneigt.

Das Zählrohr ist mittels einer Halterung fest mit dem Schlitten einer Bogenführung verschraubt, der über eine Schnecke von einem Synchron-Motor mit 14-Gang-Getriebe bewegt wird. Der Zählrohrspalt bewegt sich dann auf einem Bogen mit dem Radius R_Z = 167,9 mm. Zur Einjustierung des Zählrohrspaltes auf den Bogen R_Z um den virtuellen Ausgangspunkt der Strahlung F_v befindet sich die Bogenführung auf einem Kreuzschlitten, der die Führung in einer horizontalen Ebene zu verschieben erlaubt. Um eine zu dieser Ebene senkrechte Achse ist eine Drehung des Schlittens möglich.

Zur Justierung der Zählrohrführung wird ein Kollimatorspalt - Spaltbreite 0,3 mm - in einer Entfernung von 100 mm vor dem Zählrohrspalt - fest mit diesem verbunden - so angebracht, daß die Mittelnormalen der Spaltöffnungen zusammenfallen. Die Bogenführung wird dann mit Hilfe der beiden Verschiebungsmöglichkeiten des Kreuzschlittens und der Drehung so einjustiert, daß die Spaltnormale mit der Verbindungslinie virtueller Ausgangspunkt der Strahlung - Spaltmitte für jeden Punkt auf der Bogenführung zusammenfällt. Es genügt, die Justierung mit Hilfe zweier weit auseinander liegender Spektrallinien - beispielsweise der Reflexe der K_α-Linie in 1. und 2. Ordnung - vorzunehmen bzw. zu überprüfen.

III Absorption in der Antikathode

III,1 Die aus der Kathode austretenden Elektronen werden durch die Anodenspannung U_o beschleunigt und treffen mit einer Energie eU_o senkrecht auf die Antikathode auf. Infolge der Wechselwirkung zwischen den beschleunigten Elektronen und der Antikathodenmaterie wird in der Antikathode Röntgenstrahlung erzeugt, die

a) Kontinuumsstrahlung oder
b) direkt erzeugte Eigenstrahlung sein kann. Als dritter Prozeß ist
c) Erzeugung von Eigenstrahlung durch Fluoreszenzanregung zu betrachten.

Bei vorgegebenem Antikathodenmaterial gibt es für Röntgenquanten einer bestimmten Energie $h \cdot \nu$ keine bestimmte Entstehungstiefe x, sondern einen von der Energie der Röntgenquanten und der Energie der einfallenden Elektronen abhängigen Entstehungsbereich Δx, in dem Quanten der entsprechenden Energie erzeugt werden können. Für alle Frequenzen ist die untere Grenze dieses Bereiches die Tiefe Null. Die obere Grenze ist dadurch gegeben, daß die erzeugenden Elektronen noch eine Energie $eU_o > h \cdot \nu$ haben müssen. Die obere Grenze ist daher stark energieabhängig.

Vom jeweiligen Entstehungsort mit der Koordinate x durchläuft jedes einzelne Röntgenquant bis zum Austritt aus der Antikathode den Absorptionsweg d_A. Da im vorliegenden Fall die in Elektronenstrahlrichtung aus der senkrecht zum Elektronenstrahl stehenden Antikathodenfolie austretenden Röntgenstrahlen beobachtet werden, ist der Absorptionsweg $d_A = d_F - x$.

Zur Berücksichtigung der Absorption der Strahlung in der Antikathode werden die integrierten Strahlungsanteile jeden Frequenzbereiches korrigiert. Da weder die Lage x des Entstehungszentrums eines einzelnen Quants der Frequenz ν noch deren Verteilungsfunktion $V(x)$ bekannt sind, wird die Absorptionskorrektur mit Hilfe einer mittleren Entstehungstiefe durchgeführt. Als mittlere Entstehungstiefe der Photonen des engen Energieintervalls $h(\nu \pm \Delta\nu)$ soll dabei diejenige Tiefe $\bar{x}(\nu)$ verstanden werden, in der die gesamte entstehende Rönt-

genstrahlintensität des Frequenzintervalls $\nu \pm \Delta\nu$ erzeugt gedacht werden kann der Art, daß sie der an der Antikathodenoberfläche austretenden Röntgenstrahlintensität desselben Frequenzintervalls nach Anbringen der Absorptionskorrektur $e^{\mu(\lambda)\bar{d}_A(\lambda)}$ gleich ist. $\mu(\lambda)$ ist dabei der der betrachteten Wellenlänge λ entsprechende lineare Absorptionskoeffizient des Antikathodenmaterials für Röntgenstrahlen und $\bar{d}_A$ der mittlere Absorptionsweg, der sich für diesen Spezialfall der Beobachtung in Elektronenstrahlrichtung zu $\bar{d}_A = d_F - \bar{x}$ ergibt.

III,2 Wird die spektrale Intensitätsverteilung des Kontinuums außerhalb der Antikathode mit genügend großer spektraler Auflösung gemessen, so kann für die Wellenlänge λ_1 der Absorptionskante die mittlere Entstehungstiefe der Strahlung direkt gemessen werden (|7|, |16|, |28|, |40|, |41|).

Es seien λ_o eine Wellenlänge unmittelbar vor, λ_2 eine Wellenlänge unmittelbar hinter der Absorptionskante, $J(\lambda_o)$ und $J(\lambda_2)$ die entsprechenden Intensitäten im gemessenen Spektrum, $J_o(\lambda_o)$ und $J_o(\lambda_2)$ die Intensitäten im entstehenden Spektrum. Setzt man nun voraus, daß im entstehenden kontinuierlichen Spektrum bei der Wellenlänge λ_1 keine Unstetigkeitsstelle auftritt - d.h., daß das entstehende Spektrum unabhängig vom Absorptionskoeffizienten des Targets für Röntgenstrahlen ist - so gilt für $|\lambda_2 - \lambda_o| \to 0$

$$|J_o(\lambda_o) - J_o(\lambda_2)| \to 0 \,. \tag{6}$$

Auf Grund der Definitionen ergibt sich

$$J_o(\lambda_o) = J(\lambda_o)\, \exp\{\mu(\lambda_o)\bar{d}_A(\lambda_o)\}$$

und (7)

$$J_o(\lambda_2) = J(\lambda_2)\, \exp\{\mu(\lambda_2)\bar{d}_A(\lambda_2)\} \,.$$

Bei Einsetzen des Gleichheitszeichens in (6) ist dann

$$\frac{J(\lambda_o)}{J(\lambda_2)} = \exp\{\mu(\lambda_2)\bar{d}_A(\lambda_2) - \mu(\lambda_o)\bar{d}_A(\lambda_o)\} \,. \tag{8}$$

Da weiterhin die mittleren Entstehungstiefen unmittelbar benachbarter Wellenlängen als gleich angenommen werden können, kann

$$\bar{d}_A(\lambda_2) = \bar{d}_A(\lambda_o) = \bar{d}_A(\lambda_1) \qquad (9)$$

gesetzt werden, so daß sich ergibt

$$\frac{J(\lambda_o)}{J(\lambda_2)} = \exp\{\mu(\lambda_2) - \mu(\lambda_o)\}\, \bar{d}_A(\lambda_1) \,. \qquad (10)$$

Da $J(\lambda_o)$ und $J(\lambda_2)$ gemessen, $\mu(\lambda_2)$ und $\mu(\lambda_o)$ aus Tabellen mit hinreichender Genauigkeit extrapoliert werden können, kann $\bar{d}_A(\lambda_1)$ bestimmt werden.

Für den vorliegenden Fall wurden für die Intensitäten die aus den gemessenen Spektren nach Abzug des Untergrundes erhaltenen Meßwerte, für die Absorptionskoeffizienten die auf die unmittelbar vor und hinter der Absorptionskante λ_1 = 1,378 Å extrapolierten Werte aus |9| und |21| benutzt.

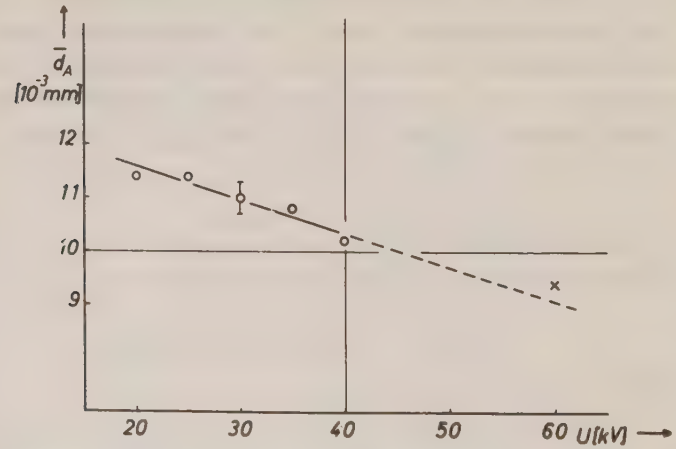

Abb. 6: Mittlere Absorptionsweglänge $\bar{d}_A$ für Röntgenstrahlung der Wellenlänge λ = 1,378 Å in einer $11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm starken Kupfer-Antikathode bei senkrechtem Elektronen-Einfall und Beobachtung in Elektronenstrahlrichtung. o: Meßwerte, x: bezüglich der Rückdiffusion korrigierter Wert nach METCHNIK und TOMLIN |26| für 60 keV.

In Abb. 6 sind die auf diesem Wege erhaltenen mittleren Absorptionswegl\u00e4ngen $\bar{d}_A$ in einer $11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm starken Kupferfolie f\u00fcr $\lambda = 1{,}378$ Å als Funktion der Spannung dargestellt. Die Genauigkeit der $\bar{d}_A$-Werte wird auf Grund der Streuung der $J(\lambda_o)$- und $J(\lambda_2)$-Werte und des Fehlers der extrapolierten μ-Werte ($\pm$ 1 %) auf $\pm$ 3 % geschätzt.

In Tabelle 1 finden sich neben den $\bar{d}_A$-Werten die als Komplemente zur Foliendicke berechneten Werte der mittleren Entstehungstiefe $\bar{x}$ für diese Wellenlänge. Die $\bar{x}$-Werte sind aus der linearen Interpolation der Meßwerte in Abb. 6 gewonnen.

U[kV]	$\bar{d}_A [10^{-3}$ mm]	$\bar{x} [10^{-3}$ mm]
20	11,4	0,3
25	11,4	0,6
30	11,0	0,8
35	10,8	1,2
40	10,2	1,5

Tab. 1: Gemessene mittlere Absorptionswegl\u00e4nge $\bar{d}_A$ und interpolierte mittlere Entstehungstiefe $\bar{x}$ für Röntgenstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 1{,}378$ Å in Kupfer.

Die Bestimmung der Foliendicke erfolgte durch Schwächungsmessung an der gleichen Folie mit monochromatisierter Kupfer-K_α-Strahlung (Spitze-Untergrund-Verhältnis kleiner 10^{-2}) unter Benutzung des linearen Schwächungskoeffizienten für Cu-K_α $\mu_{lin} = 447$ cm^{-1} |24|. Die Foliendicke ergab sich damit zu $d_F = 11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm. Wird für μ ein Fehler von 1 % angenommen, so ist d_F mit einem Fehler von $\pm$ 2 % behaftet. Damit ergibt sich der Fehler für $\bar{x}$ zu $\Delta\bar{x} = 0{,}25 \cdot 10^{-3}$ mm.

III,3 Die Abhängigkeit der mittleren Entstehungstiefe $\bar{x}$ von der Wellenlänge der entstehenden Röntgenstrahlung wird in mehreren Arbeiten diskutiert. Für höhere Energien (eU > 100 keV) wird das Problem in |22| behandelt (dort auch weitere Literatur für diesen Energiebereich). Für den hier interessierenden Bereich finden sich Angaben in |1|, |8|, |10|, |16|, |23|, |26|, |36| und |44|.

KULENKAMPFF |23| nimmt nach Untersuchungen von LENARD für den Bereich um 10 keV an, daß die Absorptionsweglänge (bei KULENKAMPFF "Absorptionsdicke") unabhängig von der Wellenlänge ist. Die gleiche Annahme wird in |10| und |36| gemacht.

WORTHINGTON und TOMLIN |44| berechnen zur Bestimmung der Kupfer-Eigenstrahlungsintensität unter der Voraussetzung geradliniger Elektronenbahnen in der Antikathode den Zusammenhang zwischen mittlerer Entstehungstiefe $\bar{x}$ der erzeugten Röntgenstrahlung, deren Energie und der Energie der einfallenden Elektronen. Sie finden eine stärker als linear mit der Energie der Photonen abnehmende Entstehungstiefe. Sie schließen jedoch aus einem Vergleich ihrer korrigierten Werte mit denen anderer Autoren, daß ihre Rechnung zu große Entstehungstiefen liefert, was eine Folge der nicht erfüllten Voraussetzung geradliniger Elektronenbahnen ist.

ARCHARD |1| diskutiert die Rechnungen von |44| im Vergleich mit Messungen von CASTAING und DESCAMPS |8| sowie unveröffentlichten Messungen von MULVEY und ALFORD (zitiert in |1|). Er kommt zu dem Ergebnis, daß die Meßwerte durch die Annahme stark gekrümmter Elektronenbahnen am besten approximiert werden. Als Entstehungstiefe der Röntgenstrahlung findet er etwa 1/6 der Elektronenreichweite.

HANSON und SALEM |16| berechnen wiederum auf der Basis geradliniger Elektronenbahnen in der Antikathode eine effektive Entstehungstiefe, die von der Wellenlänge der entstehenden Strahlung abhängig ist. Ein Vergleich mit ihren Messungen nach der in III,2 beschriebenen Methode zeigt, daß die gemessenen Werte um den Faktor 1/3 bis 2/3 kleiner sind als die gerechneten.

METCHNIK und TOMLIN |26| nehmen die Rechnungen von |44| wieder auf und führen auf Grund einer Theorie der Elektronen-Diffusion im unbegrenzten Medium von LEWIS die Elektronenstreuung nach der BETHE-Formel in das Problem ein. Sie berechnen die mittlere Entstehungstiefe der Röntgenstrahlen für 60 keV-Elektronen in Kupfer. Es ergibt sich als Folge der Streuung der Elektronen eine konstante mittlere Entstehungstiefe $\bar{x}$ für alle Wellenlängen von $\lambda \to \infty$ bis etwa 6/5 λ_G, wenn λ_G die Grenzwellen-

länge ist. Für den restlichen kurzwelligen Bereich des Spektrums wird $\bar{x}$ stetig kleiner, für λ_G selbst schließlich Null, d.h. die Strahlung der Wellenlänge λ_G entsteht im Mittel direkt an der von den Elektronen getroffenen Oberfläche der Antikathode. Als mittlere Entstehungstiefe des langwelligen Teiles ergibt sich für 60 keV in Kupfer $\bar{x}_{MT} = 1{,}9 \cdot 10^{-3}$ mm. Das entspricht etwa 1/5 der Elektronenreichweite.

In der Diskussion des Ergebnisses weisen METCHNIK und TOMLIN darauf hin, daß die in der LEWISschen Theorie enthaltene Annahme eines unbegrenzten Mediums für die Lösung der Diffusionsgleichung zu einem zu kleinen Wert der Entstehungstiefe führt. Im realen Fall treten Elektronen, die stark aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt worden sind, z.T. wieder aus der Antikathode aus (Rückdiffusion), bevor sie alle Energie abgegeben haben. Die Berücksichtigung dieses Effektes führt zu einer Vergrößerung von $\bar{x}$ um etwa 20 %.

In Abb. 6 ist der so korrigierte Werte der Absorptionsweglänge $\bar{d}_A = d_F - \bar{x}_{MT}$ für die $11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm starke Kupfer-Folie mit eingezeichnet. Er liegt innerhalb des einfachen Fehlerintervalls des Wertes für 60 keV Elektronenenergie, der aus der linearen Extrapolation der Meßwerte dieser Arbeit hervorgeht.

In Abb. 7 sind die nach |26| berechneten Entstehungstiefen der Röntgenstrahlen für Elektronenenergien von 20, 30 und 40 keV dargestellt. Die Rückdiffusionskorrektur ist insofern berücksichtigt, als die Kurven den eigenen Meßpunkten für $\lambda = 1{,}378$ Å angepaßt sind. Die rechte Ordinatenskala gibt die als Komplemente zur Foliendicke $d_F = 11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm berechneten mittleren Absorptionsweglängen $\bar{d}_A$ für den vorliegenden Fall der Beobachtung in Richtung der Foliennormalen. Diese Werte wurden zur Korrektur der gemessenen Strahlung des Kontinuums verwendet.

III,4 Zur Bestimmung der entstehenden Eigenstrahlungsintensität aus der gemessenen sind folgende Korrekturen zu berücksichtigen:

a) Absorption in der Antikathode,
b) Anteil der indirekt erzeugten Eigenstrahlung.

Direkt durch Elektronenstoß erzeugte Eigenstrahlung kann nur

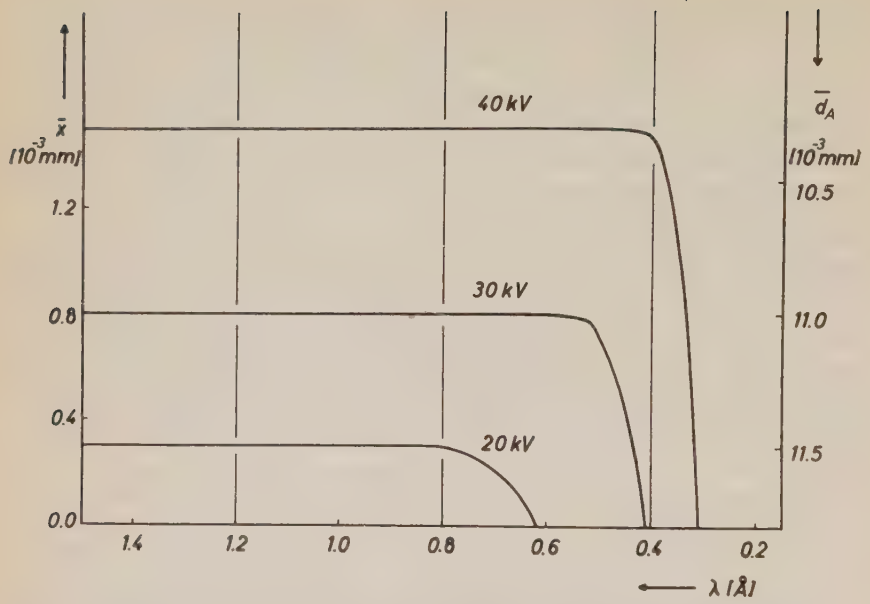

Abb. 7: Entstehungstiefe $\bar{x}$ der Röntgenstrahlen als Funktion der Wellenlänge λ der entstehenden Strahlung. Parameter ist die Energie der erzeugenden Elektronen. Gerechnete Werte nach [26], den eigenen Meßwerten angepaßt für λ = 1,378 Å.
Die rechte Ordinatenskala gibt die als Komplemente zur Foliendicke $d_F = 11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm berechneten mittleren Absorptionswegl ängen $\bar{d}_A$ für Beobachtung in Richtung der Foliennormalen.

in einem Bereich Δx der Eindringtiefe entstehen, in dem die Elektronen energiereicher sind als die Photonen der Wellenlänge der Röntgenabsorptionskante des Antikathodenmaterials. In den Arbeiten [15], [19] und [41] kommen die Verfasser damit zu der Annahme einer mittleren Entstehungstiefe der direkt erzeugten Eigenstrahlung, die der des Kontinuums gleich ist. Für die mittlere Absorptionsweglänge $\bar{d}_A$ der direkt erzeugten Eigenstrahlung wurden daher die sich aus Abb. 6 ergebenden Werte benutzt.

Den aus einer Kupfer-Membran-Antikathode der Massenbelegung 8,89 $mg \cdot cm^{-2}$ in Richtung der Foliennormalen austretenden Anteil der indirekt erzeugten K-Eigenstrahlung hat HINK [19] berechnet. Er findet für den Bereich zwischen 10 und 40 keV

einen von der Spannung nahezu unabhängigen Anteil von etwa 6 % ± 15 % der gesamten gemessenen Eigenstrahlung. Die Änderung mit der Foliendicke ist gering.

Die hier benutzte Antikathodenfolie hat eine Massenbelegung von 10,3 $mg \cdot cm^{-2}$. Für diese ergibt sich der Anteil der indirekt erzeugten Eigenstrahlung nach |19| zu 7 % ± 20 % unter Verwendung der in III,2 gefundenen Werte der mittleren Entstehungstiefe des Kontinuums. Von den gemessenen Werten der Eigenstrahlungsintensität werden daher 7 % zur Berücksichtigung der indirekt erzeugten Eigenstrahlung abgezogen.

IV Reflexionseigenschaften des Kristalls

IV,1 Die das Zählrohr erreichende Strahlung ist - abgesehen vom Streuuntergrund - am Kristall gemäß der BRAGGschen Beziehung (4) reflektiert worden. Nach Abb. 4 wird dabei ein großer Bereich der Oberfläche des Kristalls zur Reflexion herangezogen. Voraussetzung für die Verwendbarkeit eines Kristalls in der vorliegenden Anordnung ist daher die Konstanz der Reflexionseigenschaften im ganzen benutzten Oberflächenbereich des Kristalls.

Da ferner das Reflexionsvermögen des Kristalls wellenlängenabhängig ist, für einen bestimmten Kristall und vorgegebene Netzebene außerdem stark von der Oberflächenbearbeitung abhängt, ist eine experimentelle Bestimmung des Reflexionsvermögens notwendig.

IV,2 Zur Bestimmung der Ortsabhängigkeit des Reflexionsvermögens wurde eine in Abb. 8 skizzierte Anordnung benutzt.

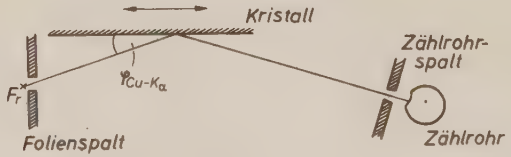

Abb. 8: Anordnung zur Bestimmung der Ortsabhängigkeit des Reflexionsvermögens. Der Pfeil gibt die Bewegungsrichtung des Kristalls an.

Der zu untersuchende Kristall steht auf einer Parallelführung so vor der Antikathode, daß die Cu-K_α-Linie an ihm reflektiert wird und in den genügend weit geöffneten Zählrohrspalt fällt. Bei kontinuierlicher Verschiebung des Kristalls in Richtung der reflektierenden Fläche (Pfeilrichtung in Abb. 8) werden nacheinander alle Bereiche der Oberfläche zur Reflexion der Cu-K_α-Linie herangezogen. Die in den Zählrohrspalt eintretende Intensität ist dann wegen der sonst völlig ungeänderten Geometrie direkt ein relatives Maß für das dem momentanen Reflexionsort der Cu-K_α-Linie entsprechende Reflexionsvermögen. Integriert wird dabei über einen Flächenbereich auf dem Kristall, der von

der Höhe h des Zählrohrspaltes (h = 12 mm ≙ 0,07 rad) und der Breite der Reflexionskurve des Kristalls für Cu-K_α (etwa $6 \cdot 10^{-5}$ rad, vgl. Abschnitt IV,3) an der Reflexionsstelle abhängt. Die auf den Kristall an der reflektierenden Stelle projizierte Spalthöhe ergibt eine Höhe von etwa 2 mm. Der gleiche Bereich wurde für die späteren Messungen der Spektren herangezogen.

Die Messungen ergaben reproduzierbar innerhalb der Grenzen von ± 1 % konstantes Reflexionsvermögen über die ganze Oberfläche mit Ausnahme

a) der Kristallränder, an denen das Reflexionsvermögen infolge der Bearbeitung der Kanten um mehr als 100 % zunimmt und

b) einer 4,5 mm von einem Rand des Kristalls entfernten und etwa 0,5 mm breiten Stelle, an der das Reflexionsvermögen um etwa 5 % zunimmt.

Diese Reflexionsspitze fand sich bei beiden Kristallen an der gleichen Stelle. Sie konnte durch entsprechende Justierung bei den späteren Messungen von der Reflexion ausgeschlossen werden.

Da eine Änderung der Reflexionseigenschaften mit dem Ort der Reflexion nur von der Oberflächenbeschaffenheit des Kristalls abhängt, genügt eine Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Reflexionseigenschaften mit nur einer Wellenlänge. Die Konstanz des Reflexionsvermögens ist mit dieser Untersuchung daher für alle benutzten Wellenlängen und den benutzten Oberflächenbereich gesichert.

IV,3 Die theoretischen Grundlagen für die Messung des Reflexionsvermögens in der vorliegenden Anordnung sind in |27| dargestellt. Die für die Messung wesentlichen Teile der Ableitung seien hier noch einmal zusammengefaßt.

Die Bestimmung des integralen Reflexionsvermögens

$$R_i = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\lambda, \varphi - \varphi_\lambda) d\lambda \qquad (11)$$

erfolgt über eine Messung des Doppelkristall-Reflexionsvermögens R_d im Doppelkristallspektrometer.

Stehen die beiden Kristalle etwa parallel (Abweichung von der Parallelität $\Delta\theta = \theta - \theta_o$, θ_o = Parallelstellung von Kristall II zu Kristall I), so ist die von Kristall II reflektierte Intensität einer unter dem BRAGG-Winkel φ_λ auf Kristall I auffallenden Linie

$$J''(\theta-\theta_o) = \int_{\lambda_E-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_E+\frac{\Delta\lambda}{2}} \int_{\varphi_\lambda-\frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi_\lambda+\frac{\Delta\varphi}{2}} J_\lambda(\lambda) R^I(\lambda,\varphi-\varphi_\lambda) R^{II}(\lambda,\theta-\theta_o)\, d\varphi\, d\lambda \quad . \qquad (12)$$

R^I und R^{II} sind dabei die auf Kristall I bzw. II bezogenen Reflexionsfaktoren. Bei kontinuierlicher Veränderung des Winkels θ durch den Reflexionsbereich und synchroner Registrierung der von II reflektierten Intensität erhält man die sogenannte rocking-curve. Die Fläche unter dieser Kurve, dividiert durch die auf Kristall II auffallende Intensität J', ist dann gleich R_d.

$$R_d = \frac{\int_{\theta_o-\frac{\Delta\theta}{2}}^{\theta_o+\frac{\Delta\theta}{2}} J''(\theta-\theta_o)\, d\theta}{J'} \qquad (13)$$

$$= \frac{\int_{\theta_o-\frac{\Delta\theta}{2}}^{\theta_o+\frac{\Delta\theta}{2}} \int_{\lambda_E-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_E+\frac{\Delta\lambda}{2}} \int_{\varphi_\lambda-\frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi_\lambda+\frac{\Delta\varphi}{2}} J_\lambda(\lambda) R^I(\lambda,\varphi-\varphi_\lambda) R^{II}(\lambda,\theta-\theta_o)\, d\varphi\, d\lambda\, d\theta}{\int_{\lambda_E-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_E+\frac{\Delta\lambda}{2}} \int_{\varphi_\lambda-\frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi_\lambda+\frac{\Delta\varphi}{2}} J_\lambda(\lambda) R^I(\lambda,\varphi-\varphi_\lambda)\, d\varphi\, d\lambda}$$

Das integrale Reflexionsvermögen R_i des Kristalls II ergibt sich aus R_d nach |9| zu

$$R_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{(1 + \cos 2\varphi_\lambda)^2}{(1 + \cos^2 2\varphi_\lambda)} R_d = q \cdot R_d \quad . \qquad (14)$$

Die Messungen wurden in der Mikrofokusanordnung der Röhre durchgeführt. Es wurde mit den Wellenlängen der K_α- bzw. K_β-Strahlung entsprechender Antikathodenfolien gemessen.

Die Drehung des Kristalls erfolgte kontinuierlich über eine in 0,001 mm ablesbare Präzisionsmikrometerschraube durch den Synchronmotor. Die Winkelgeschwindigkeit des Kristalls betrug $\omega = (4{,}796 \pm 0{,}002) \cdot 10^{-6}$ rad·s^{-1}.

Die durch den Zählrohrspalt in das Zählrohr gelangende Intensität wurde mit dem Kompensationsschreiber kontinuierlich registriert. Da der Papiervorschub v des Schreibers konstant ist, ist jedem Punkt auf der Zeitachse der Registrierkurve eine bestimmte Winkelstellung zugeordnet. Durch Multiplikation der in Längeneinheiten geeichten Zeitachse des Registrierstreifens mit $\frac{\omega}{v}$ wird diese direkt in Winkeleinheiten umgeeicht. Abb. 9 zeigt eine Registrierkurve, die mit Kupfer-K_β-Strahlung gewonnen wurde.

Die Flächen F_R unter den Registrierkurven wurden mit einem Präzisionsplanimeter mit der Genauigkeit von $\pm$ 1 % in der Einheit $\frac{\text{Impulse}}{\text{Sekunde}}$. rad bestimmt. Nach (13) und (14) ergibt sich daraus R_i.

In Abb. 10 sind die gemessenen R_i-Werte zusammen mit den sich aus den Kurven ergebenden Halbwertsbreiten HWB und dem prozentualen Reflexionsvermögen (Maximum der rocking-curve in Einheiten der auf Kristall II auffallenden Intensität) als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Die zur Messung verwendeten Linien sind mit angegeben. Die Kurve $R_i = f(\lambda)$ stellt unmittelbar die zur Korrektur der Meßwerte heranzuziehende Funktion dar.

IV,4 Gemäß Gleichung (4) treten für größere Winkel φ neben den in erster Ordnung reflektierten Intensitäten (n = 1 in (4)) solche Intensitätsanteile durch den Zählrohrspalt, die in höheren Ordnungen (n > 1) am Kristall reflektiert worden sind. Zur Bestimmung der integrierten Kontinuumsintensität ist jedoch nur der in einer Ordnung - hier der ersten - reflektierte Bei-

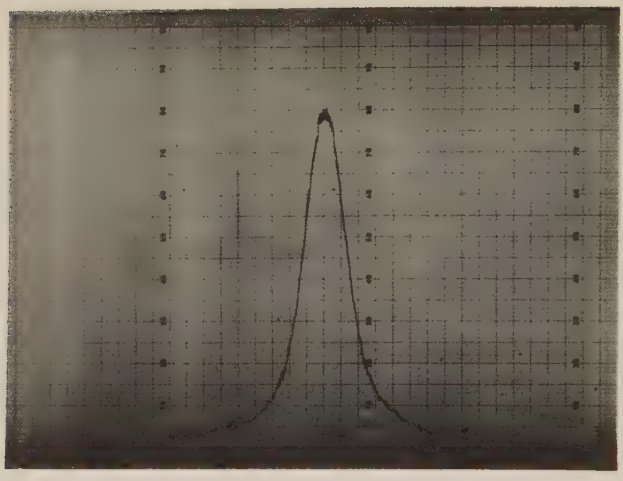

Abb. 9: Registrierkurve der Zählrate, die bei Drehung des Kristalls mit konstanter Winkelgeschwindigkeit gewonnen wird. Die Zeitachse läuft von rechts nach links. Die Einheit auf der Zeitachse (entsprechend 10 mm auf dem Original) ist 3,745 s $\hat{=}$ $17{,}96 \cdot 10^{-6}$ rad. Die Ordinateneinheit ist 10 cps. Messung mit Kupfer-K_β, λ = 1,389 Å.

trag des Kontinuums zu betrachten. Die Reflexe höherer Ordnung der Eigenstrahlung werden wegen der für die Messung der spektralen Intensitätsverteilung benutzten Kristallstellung von vornherein nicht erfaßt.

Zur Bestimmung des in zweiter Ordnung reflektierten Anteils wurde der Kristall so justiert, daß die Kupfer-K_α- und K_β-Linien in erster und zweiter Ordnung an ihm reflektiert wurden. Die Kristallstellung war dabei so gewählt, daß die zur Reflexion benutzten Strahlen etwa symmetrisch zur Folien-Normalen aus der Antikathode austraten. Dadurch konnte eine zusätzliche Korrektur der Intensitäten vermieden werden, da die Absorptionswege in der Antikathode für beide Strahlen in dieser Anordnung gleich sind.

Die Messung ergab, daß die Intensität der zweiten Ordnung 14 % der in erster Ordnung reflektierten beträgt. Der Wert ist a,s

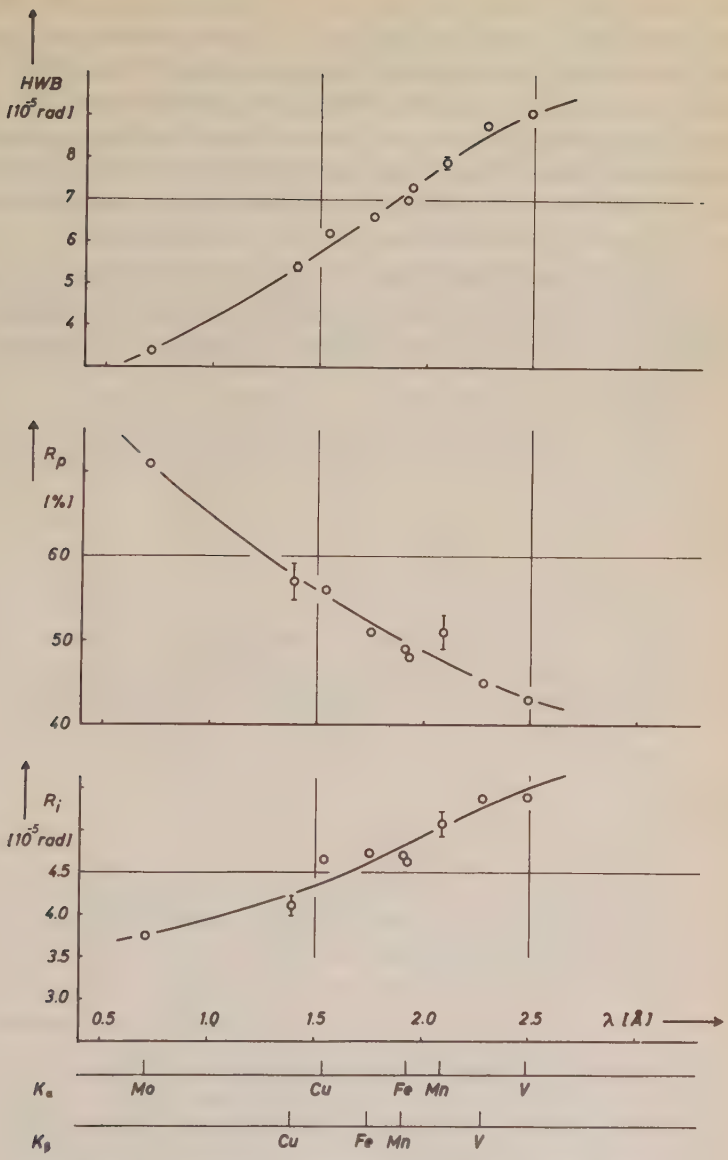

Abb. 10: Integrales Reflexionsvermögen R_i, Halbwertsbreite der rocking-curve HWB und prozentuales Reflexionsvermögen R_p von Quarz $10\bar{1}1$. Die Meßpunkte wurden mit der K_α- bzw. K_β-Strahlung der auf den beiden unteren Achsen angegebenen Elemente gefunden.

den Messungen mit der K_α- und der K_β-Linie gemittelt und auf etwa 5 % genau. Nach BLOCHIN (|6| S. 158) beträgt der in zweiter Ordnung an Quarz $10\bar{1}1$ reflektierte Anteil etwa 16 % der in 1. Ordnung reflektierten Intensität in hinreichender Übereinstimmung mit dem hier gefundenen Wert. In dritter Ordnung werden nach BLOCHIN nur noch 0,8 % der Intensität erster Ordnung reflektiert. Reflexionen dritter und höherer Ordnung werden daher in dieser Untersuchung vernachlässigt.

Die Korrektur der Reflexionen zweiter Ordnung wurde an den bezüglich der Empfindlichkeit des Zählrohres und des Reflexionsvermögens des Kristalls korrigierten Spektren durch Subtraktion ausgeführt.

V Korrekturen am Zählrohr

V,1 Die durch den Zählrohrspalt in das Zählrohr eintretende Röntgenstrahlung wird z.T. im aktiven Volumen absorbiert und löst Zählrohrimpulse aus, die über Vor- und Hauptverstärker und Diskriminator dem Ratemeter zugeleitet werden. Um aus der vom Ratemeter angezeigten und vom Schreiber registrierten Zählrate N, die wegen der in I,3 beschriebenen Umeichung der Zeitachse des Registrierpapiers bei der Messung der spektralen Intensitätsverteilung als Funktion der Wellenlänge aufzufassen ist, auf den durch den Zählrohrspalt auf das Zählrohrfenster auftreffende Energiestrom J^+ schließen zu können, müssen Zählverluste und wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Nachweiseinheit bestimmt werden. Im allgemeinen Fall werden diese Korrekturen in einer Übertragungsfunktion U zusammengefaßt, so daß

$$J^+(\lambda) = U(N,\lambda)\cdot N(\lambda) \; . \qquad (15)$$

Bei einer Spaltbreite von $3{,}25\cdot10^{-3}$ rad - gesehen vom Brennfleck aus - wird ein Wellenlängenintervall $\Delta\lambda = 0{,}02$ Å erfaßt. Wegen der praktischen Monochromasie dieser vom Spalt erfaßten Strahlung kann die Übertragungsfunktion U als Produkt zweier Funktionen $U_1(N)$ und $U_2(\lambda)$ aufgefaßt werden, so daß

$$J^+(\lambda) = U_1(N)\cdot U_2(\lambda)\cdot N(\lambda) \qquad (16)$$

$U_1(N)$ korrigiert dabei im wesentlichen die Zählverluste, $U_2(\lambda)$ die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit.(Die lediglich von der Einheit Ratemeter - Schreiber abhängige Nichtlinearität der Anzeige wurde getrennt bestimmt und ist bei allen Meßwerten von vornherein berücksichtigt.)

Bei den hier benutzten Zählrohrspannungen können die Zählverluste im ganzen untersuchten Spektralbereich als von λ unabhängig angesehen werden. Daher braucht $U_1(\lambda)$ nur für eine Wellenlänge - hier die Cu-K_α-Linie bei $\lambda = 1{,}54$ Å etwa in der Mitte des interessierenden Bereiches - gemessen zu werden.

Bei nicht zu hohen Zählraten N wird die Funktion U_1 im allgemeinen durch Einführung einer Auflösezeit τ in eine Korrekturformel

$$N_p = \frac{N}{1 - \tau N} \tag{17}$$

erfaßt, wobei N die gemessene Zählrate ist und N_p die der einfallenden Intensität entsprechende (|33|, dort weitere Literatur).

Für die vorliegende Anordnung hat GABLESKE |13| die Auflösezeit zu $\tau = 3{,}6 \cdot 10^{-6}$ s bestimmt.

Da die obere Grenze des Anwendungsbereiches der Korrekturformel (17) unsicher ist und außerdem von der jeweiligen Anordnung abhängt, mußte die Korrekturgröße bis zu den in den Messungen der spektralen Intensitätsverteilung auftretenden maximalen Zählraten gemessen werden.

V,2 Fällt monochromatische Strahlung auf ein Filter, so steht die hinter einem gegebenen Filter gemessene Zählrate N_1 zu der ohne Filter bei sonst unveränderter Geometrie gemessenen Zählrate $N_o > N_1$ allgemein in folgendem Zusammenhang:

$$N_1 = c(N_o, N_1) \cdot N_o \ . \tag{18}$$

Es existiert dann ein Grenzwert N^+ so, daß für alle $N_o < N^+$ c als Konstante und der Zusammenhang zwischen N_o und N_1 als linear angesehen werden kann:

$$N_1 = c_o \cdot N_o \tag{18a}$$

mit

$$c_o = \text{const} = e^{-\mu d} \ ,$$

wobei μ der lineare Schwächungskoeffizient des Filters für die Wellenlänge der benutzten Strahlung und d die Filterdicke sind. Die Größe von N^+ hängt von der geforderten Genauigkeit ab.

An den durch (18a) beschriebenen Linearitätsbereich schließt sich ein durch

$$N_o > N^+$$
$$N_1 < N^+$$

definierter Bereich an, in dem c bei gleicher Genauigkeitsforderung Funktion lediglich der einen Veränderlichen N_o wird:

$$N_1 = c_1(N_o) \cdot N_o \quad . \tag{18b}$$

Wird schließlich auch $N_1 > N^+$, muß die allgemeine Beziehung (18) zur Darstellung des Zusammenhanges herangezogen werden.

Lediglich die Zählraten $N < N^+$ können innerhalb der Fehlergrenzen als proportional den das Zählrohr treffenden Intensitäten J_o und J_1 angesehen werden. Für diese gilt jedoch im ganzen Meßbereich unabhängig von der Größe:

$$J_1 = c_o \cdot J_o \tag{19}$$

mit der durch (18a) definierten Größe c_o. Die durch (18a) definierte Gerade repräsentiert daher die den einfallenden Intensitäten proportionalen Wertepaare (N_{op}, N_{1p}). Die durch die gemessenen Wertepaare (N_{og}, N_{1g}) gelegte Ausgleichskurve $N_{og} = f(N_{1g})$ weicht von dieser infolge der bei größeren N auftretenden Zählverluste erheblich ab (Abb. 11).

Für kleine N läßt sich nach (17) mit der in |13| bestimmten Auflösezeit der Grenzwert N^+ für jede vorgegebene Genauigkeitsforderung berechnen, so daß alle Wertepaare (N_{og}, N_{1g}) $< N^+$ auf der Geraden

$$N_{1p} = c_o N_{op} \tag{20}$$

liegen. Bei einer geforderten Genauigkeit von 1,5 % ergibt sich N^+ zu 500 cps (vgl. Abb. 11a).

Es wurden Wertepaare (N_{og}, N_{1g}) ohne Filter und mit Filter im Bereich 80 cps $< N_o <$ 48 000 cps mit Cu-K_α-Strahlung gemessen. Als Filter diente eine etwa 50 µ starke Kupfer-Folie, die die Intensität auf etwa 1/10 schwächte.

Die Wertepaare mit $N_{og} < 500$ cps definieren dann die Gerade (20) bzw. (18a), für die sich ergibt

$$N_{1g} = 0{,}1158\ N_{og} \tag{21a}$$

für $N_{og} < 500$ cps,

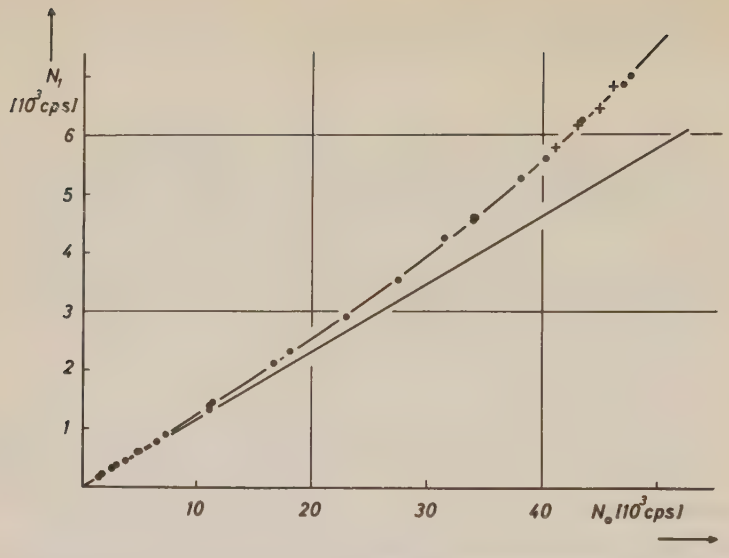

Abb. 11: Die mit einem etwa $50 \cdot 10^{-3}$ mm starken Kupfer-Filter im Strahlengang registrierte Zählrate N_1 als Funktion der ohne Filter gemessenen Zählrate N_0. Kupfer-K_α-Strahlung. Die Gerade repräsentiert die Wertepaare (N_0, N_1), die ohne Zählverluste zu messen wären. Die Kurve ist den Meßwerten aus zwei Meßreihen (0,x) angeglichen.

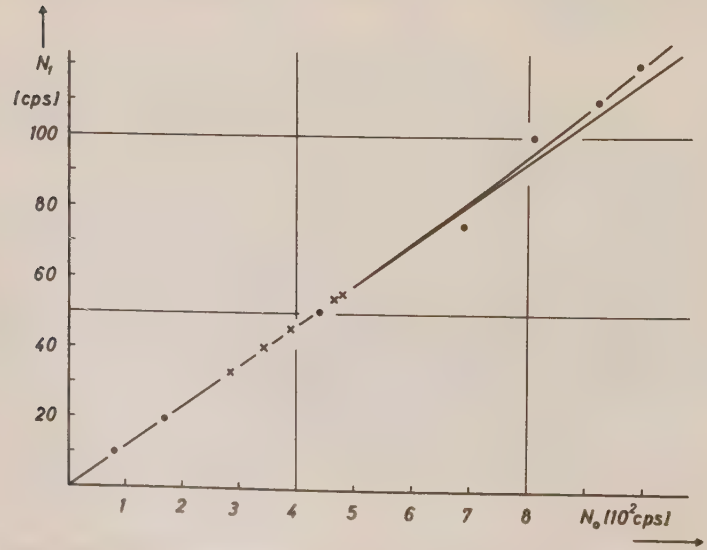

Abb. 11a: Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 11 für $N_0 < 1000$.

damit

$$N_{1p} = 0{,}1158\ N_{op} \qquad (21)$$

im ganzen Zählratenbereich.

Die Differenzen

$$N_{op}(N_{1g}) - N_{og}(N_{1g}) = \Delta_1(N_{og}) \ , \qquad (22)$$

ergeben für $N_{1g} < 500$ cps direkt den additiven Korrekturwert $\Delta_1(N_{og})$. Für $N_{1g} > 500$ cps ergibt er sich durch Iteration gemäß

$$N_{op}(N_{1g} + \Delta_n) - N_{og}(N_{1g} + \Delta_n) = \Delta_{n+1}(N_{og}) \ , \qquad (22a)$$

wobei Δ_n der im n-ten Iterationsschritt erhaltene Korrekturwert ist.

Im vorliegenden Fall konvergiert das Verfahren nach dem 4. Schritt.

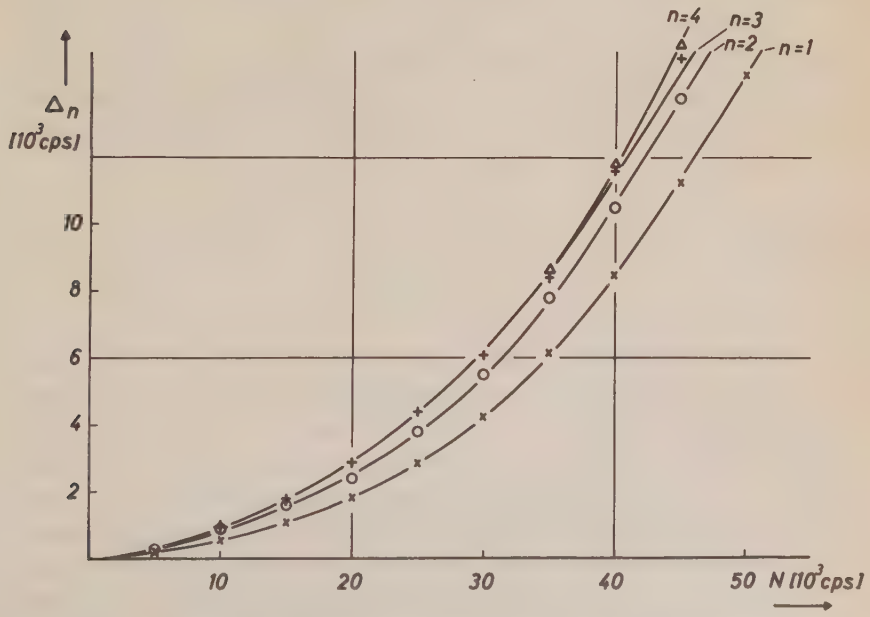

Abb. 12: Ergebnis des Iterationsverfahrens zur Bestimmung des additiven Korrekturwertes Δ_n, der die Zählverluste der Registriereinheit berücksichtigt. n ist die Ordnung der Iteration.

In Abb. 12 sind die Korrekturkurven $\Delta_n(N_o)$ für den ganzen Meßbereich dargestellt. Die Kurve $\Delta_4(N_o)$ stellt den den gemessenen Zählraten additiv hinzuzufügenden Korrekturwert dar. Der zugehörige Korrekturfaktor $U_1(N)$ ist dann

$$U_1(N) = (1 + \frac{\Delta 4}{N}).$$

V,3 Die Funktion $U_2(\lambda)$ enthält die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des Zählrohres $E_G(\lambda)$, die von GABLESKE |13| experimentell in der zu den Messungen der spektralen Intensitätsverteilung benutzten Anordnung bestimmt wurde. Diese Funktion wird direkt aus |13| übernommen. Ferner geht in $U_2(\lambda)$ die Umrechnung von Photonenzahl im Wellenlängenintervall $\lambda \pm \Delta\lambda$ auf Intensität dieses Wellenlängenintervalles ein. Sie wird durch Multiplikation mit der Energie $h \cdot \frac{c}{\lambda}$ der Photonen vorgenommen.

VI Spektrale Intensitätsverteilung einer $11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm starken Kupfer-Antikathode in Elektronenstrahlrichtung

VI,1 Die Registrierung der spektralen Intensitätsverteilung erfolgte im Feinfokusbetrieb der Röhre, um direkt über den auf die Antikathode auffallenden Folienstrom i_F die Konstanz der Röntgenemission zu kontollieren. Die Breite des Zählrohrspaltes war konstant auf 0,55 mm $\hat{=}$ $3{,}25 \cdot 10^{-3}$ rad - gesehen vom Brennfleck aus - eingestellt. Der mittlere Brennfleckdurchmesser war $3 \cdot 10^{-2}$ mm $\hat{=}$ $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ rad - gesehen vom Zählrohrspalt. Die Halbwertsbreiten der Reflexionskurven liegen gemäß Abb. 10 zwischen $1 \cdot 10^{-5}$ und $1 \cdot 10^{-4}$ rad. Als die ein monochromatisches Bündel begrenzenden - in diesem Falle immateriellen - Spalte sind daher der Brennfleck als Eintrittsspalt und die Reflexionskurve des Kristalles als Austrittsspalt anzusehen, das Bündel selbst als parallel. Es gilt daher der in |27| diskutierte Grenzfall der punktförmigen Strahlungsquelle und des endlich ausgedehnten Empfängerspaltes der Breite $\Delta\varphi$.

Für die durch den Zählrohrspalt hindurchtretende Röntgenstrahlenergie $\overline{E}$ des Kontinuums pro Zeit- und Winkeleinheit, gemittelt über die Spaltbreite, gilt dann

$$\overline{E}_K(\Delta\varphi,\varphi)\Delta\varphi = \int_{\lambda_G}^{\infty} \int_{\varphi-\frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi+\frac{\Delta\varphi}{2}} J_\lambda(\lambda) \cdot R(\lambda, \varphi-\varphi_\lambda) \, d\varphi \, d\lambda \,, \qquad (23)$$

wobei $J_\lambda(\lambda)$ die spezifische Intensität (Intensität pro Wellenlängeneinheit) des Wellenlängenintervalles $\Delta\lambda$ um die Wellenlänge λ und R der von der Wellenlänge λ und der Abweichung vom BRAGGschen Winkel φ_λ abhängige Reflexionsfaktor des Kristalls sind. $J_\lambda(\lambda)$ wird dabei als von φ unabhängig betrachtet, da gemäß Voraussetzung in dem engen zur Reflexion herangezogenen Bereich die räumliche Verteilung des entstehenden Kontinuums isotrop ist und die verschiedenen Absorptionsweglängen der Strahlung in der Antikathode in dem vom Spalt erfaßt Winkelbereich vernachlässigt werden können. Daher kann $J_\lambda(\lambda)$ vor das über φ zu erstreckende Integral gezogen werden:

$$\bar{E}_K(\Delta\varphi,\varphi)\Delta\varphi = \int_{\lambda_G}^{\infty} J_\lambda(\lambda)\left\{\int_{\varphi-\frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi+\frac{\Delta\varphi}{2}} R(\lambda,\varphi-\varphi_\lambda)d\varphi\right\} d\lambda \quad . \tag{24}$$

$R(\lambda,\varphi-\varphi_\lambda)$ nimmt nur in dem engen Winkelbereich der Reflexionskurve endliche Werte an. Das bedeutet, daß das Integral $\int_{\varphi-\frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi+\frac{\Delta\varphi}{2}} R(\lambda,\varphi-\varphi_\lambda)d\varphi$ nur für die λ ungleich Null wird, für die φ_λ in den Bereich des Spaltes fällt. Für diese nimmt das Integral dann den Wert R_1 gemäß (11) an, da wegen des Verschwindens des Integranden im ganzen übrigen Integrationsbereich die Integrationsgrenzen von $-\infty$ bis $+\infty$ ausgedehnt werden können.

$$\bar{E}_K(\Delta\varphi,\varphi)\Delta\varphi = \int_{\lambda_G}^{\infty} J_\lambda(\lambda)\cdot V(\lambda,\varphi)d\lambda \tag{25}$$

mit

$$V(\lambda,\varphi) = \begin{cases} R_1(\lambda) & \text{für } \varphi-\frac{\Delta\varphi}{2} < \varphi_\lambda < \varphi+\frac{\Delta\varphi}{2} \\ 0 & \text{für jedes andere } \varphi. \end{cases}$$

Hier können nun die Integrationsgrenzen für λ auf das Intervall beschränkt werden, in dem der Integrand von Null verschieden ist, d.h. auf den dem Winkelbereich $\Delta\varphi$ um φ_λ gemäß (4) zugeordneten Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ um λ:

$$\bar{E}_K(\Delta\varphi,\varphi)\Delta\varphi = \int_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} J_\lambda(\lambda)\cdot R_1(\lambda)d\lambda \quad . \tag{26}$$

Da sich die Intensität des Kontinuums in dem schmalen Wellenlängenintervall nur unwesentlich ändert, kann der Mittelwert $\bar{J}_\lambda(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda}\int_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} J_\lambda(\lambda)d\lambda$ vor das Integral gezogen werden.

Ebenso ergibt sich aus Abb. 10, daß R_1 in dem betrachteten Intervall nahezu konstant ist und durch seinen über dieses Intervall erstreckten Mittelwert $\overline{R}_1(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} R_1(\lambda)d\lambda$ vor dem Integral berücksichtigt werden kann.

Damit ergibt sich mit (4) für die in den Zählrohrspalt eintretende kontinuierliche Röntgenstrahlintensität pro Wellenlängeneinheit

$$\overline{E}_K(\Delta\varphi,\varphi) = \overline{J}_\lambda(\lambda)\cdot\overline{R}_1(\lambda)\cdot 2d\cdot\cos\varphi\,. \qquad (27)$$

Wird eine Linie in den Spalt reflektiert, so ergibt sich auf gleichem Wege für die von der Spaltbreite unabhängige Energie pro Zeit- und Winkeleinheit

$$E_E(\varphi) = J_E\cdot\overline{R}_1(\lambda_E)\,. \qquad (28)$$

Anwendung der Funktion $U_1(N)$ und $U_2(\lambda)$ aus (16) auf (27) und (28) ermöglicht dann, aus der gemessenen Zählrate N auf die mittlere spezifische Intensität $\overline{J}_\lambda$ des vom Spalt erfaßten Wellenlängenintervalls des Kontinuums bzw. J_E der vom Spalt erfaßten Linie zu schließen, wobei im Kontinuum wegen der niedrigen Zählraten der Zahlenwert von U_1 von vornherein gleich 1 gesetzt werden kann.

$$\overline{J}_\lambda(\lambda) = \frac{\overline{E}_K(\Delta\varphi,\varphi)}{\overline{R}_1(\lambda)\cdot 2d\cdot\cos\varphi\,\Delta\varphi} = \frac{N(t)\cdot e^{+\mu_L(\lambda)d_L}\; h\,\frac{c}{\lambda}}{\overline{R}_1(\lambda)\cdot E_G(\lambda) 2d.\cos\varphi\,\Delta\varphi} \qquad (29)$$

bzw.

$$J_E(\lambda) = \frac{E_E(\lambda)}{\overline{R}_1(\lambda_E)} = \frac{N(t)\;\{1 + \frac{\Delta_4(N)}{N(t)}\}e^{+\mu_L(\lambda)d_L}\; h\,\frac{c}{\lambda}}{\overline{R}_1(\lambda_E)\cdot E_G(\lambda_E)} \qquad (30)$$

Der Faktor $\exp\{\mu_L(\lambda)d_L\}$ berücksichtigt dabei die wellenlängenabhängige Absorption der Strahlung in Luft auf dem Wege von der Antikathode bis in das Zählrohr. Die Werte $\mu_L(\lambda)$ wurden den Tabellen in |34| und |43| entnommen.

Die in (29) und (30) dargestellte und bei einer bestimmten Stel-

lung x des Zählrohres auf dem Kreisbogen R um den virtuellen Brennfleck gemessene Intensität ist die die Antikathode verlassende spezifische mittlere Intensität des durch die Zählrohrstellung und die Spaltbreite (bei feststehendem Kristall) definierten Wellenlängenbereiches $\lambda \pm \frac{\Delta\lambda}{2}$. Fährt das Zählrohr mit konstanter Geschwindigkeit auf dem Kreisbogen R durch den Reflexionsbereich, so wird zu jeder Zeit t die dem momentan erfaßten Winkelbereich $\varphi(t) \pm \frac{\Delta\varphi}{2}$ zuzuordnende Zählrate $N(t) = N(\varphi)$ vom Ratemeter gemessen und auf dem ebenfalls mit konstantem Vorschub ablaufenden Registrierpapier des Kompensationsschreibers kontinuierlich aufgezeichnet.

Sind in dem vom Zählrohr erfaßten Reflexionsbereich zwei Linien des Antikathodenmaterials vorhanden, so kann bei festem Übersetzungsverhältnis unabhängig vom Vorschub sowohl des Zählrohres als auch des Registrierpapieres gemäß (5) jedem Punkt t_x der Zeitachse eine Wellenlänge zugeordnet werden. Damit ist die Ausmessung des die Antikathode verlassenden Röntgenstrahlspektrums gemäß (29) und (30) möglich.

Zur Erfassung eines möglichst großen Winkelbereiches, in dem das Spektrum reflektiert wird (vgl. Abb. 4), ist es erforderlich, den Kristall möglichst nahe an den Ausgangspunkt der Strahlung zu stellen. So ist es theoretisch möglich, das gesamte Kontinuum von λ_G bis $\lambda = 2{,}5$ Å mit einer Kristallstellung zu erfassen. Der Nachteil einer solchen Anordnung ist, daß zur Erfüllung der Voraussetzung einer räumlich isotropen Verteilung der kontinuierlichen Strahlung der erfaßte Winkelbereich möglichst klein sein muß. Ferner zeigte es sich, daß der vom Zählrohr mitregistrierte Streuuntergrund mit abnehmendem Abstand des Bleispaltes 8 (Abb. 1) von der Antikathodenfolie sehr stark zunimmt.

Jedes Spektrum wurde daher in zwei getrennten Läufen unmittelbar nacheinander bei unveränderten Betriebsdaten an der Röntgenröhre registriert. Die beiden Kristallstellungen waren so gewählt, daß

a) der kurzwellige Teil des Spektrums einschließlich der Linien,
b) der langwellige Teil des Spektrums ebenfalls einschließlich der Linien

gemessen werden konnten. Eventuell vorhandene Driften des Folie

stromes wurden erfaßt und korrigiert. Bei starken Schwankungen des Folienstromes wurde die Meßreihe verworfen.

Division der Intensitäten (29) bzw. (30) durch den Folienstrom reduziert die Meßwerte auf die pro einfallendes Elektron entstehende Röntgenstrahlintensität, die außerhalb der Röhre gemessen wird. Die in der Antikathode entstehende Röntgenstrahlung wird daraus durch Multiplikation mit dem für jedes einzelne Wellenlängenintervall zu berechnenden Korrekturwert $\exp\{\mu_{Cu}(\lambda)\overline{d}_A(\lambda,U)\}$, der die Absorption in der Antikathode berücksichtigt, erhalten. $\overline{d}_A(\lambda,U)$ ergibt sich aus Abb. 7, die $\mu_{Cu}(\lambda)$-Werte wurden aus den Werten in |9| und |21| interpoliert und gemittelt. Nach Abzug der indirekt entstehenden Eigenstrahlungsintensität $J_E^{(i)}$ gemäß III,4 von der gemessenen Eigenstrahlung $J_E(\lambda)$ ergibt sich das gesuchte Verhältnis k nach (3).

VI,2 Abb. 13 zeigt die eine $11{,}8\cdot10^{-3}$ mm dicke Kupfer-Antikathode verlassende spektrale Intensitätsverteilung des Kontinuums gemäß (29) als Funktion der Wellenlänge, Abb. 14 die in der Kupfer-Antikathode entstehende spektrale Intensitätsverteilung des Kontinuums als Funktion der Frequenz. Parameter ist in beiden Abbildungen die Energie der einfallenden Elektronen.

Bei einem Vergleich mit der Theorie ist zu berücksichtigen, daß jede Theorie nur für relativ enge Spektralbereiche gültig ist. Ferner gibt z.B. die Theorie von WENTZEL |42| die über den Raum integrierten Strahlungsanteile $J_\nu(\nu)$ für eine dicke Antikathode an, die den Messungen unter einem Winkel von 90° gegenüber dem Elektronenstrahl angepaßt werden. Der hier behandelte Spezialfall der Beobachtung in Elektronenstrahlrichtung wird nicht erfaßt.

Aus der Theorie von SOMMERFELD |37| ergibt sich andererseits die azimutale Intensitätsverteilung einer dünnen Antikathode. Die daraus abgeleitete Integration über die Antikathodendicke führt wegen der Vernachlässigung der Elektronenstreuung zu Ergebnissen, die ebenfalls stark vom Experiment abweichen (|5|, S. 87 und |10|).

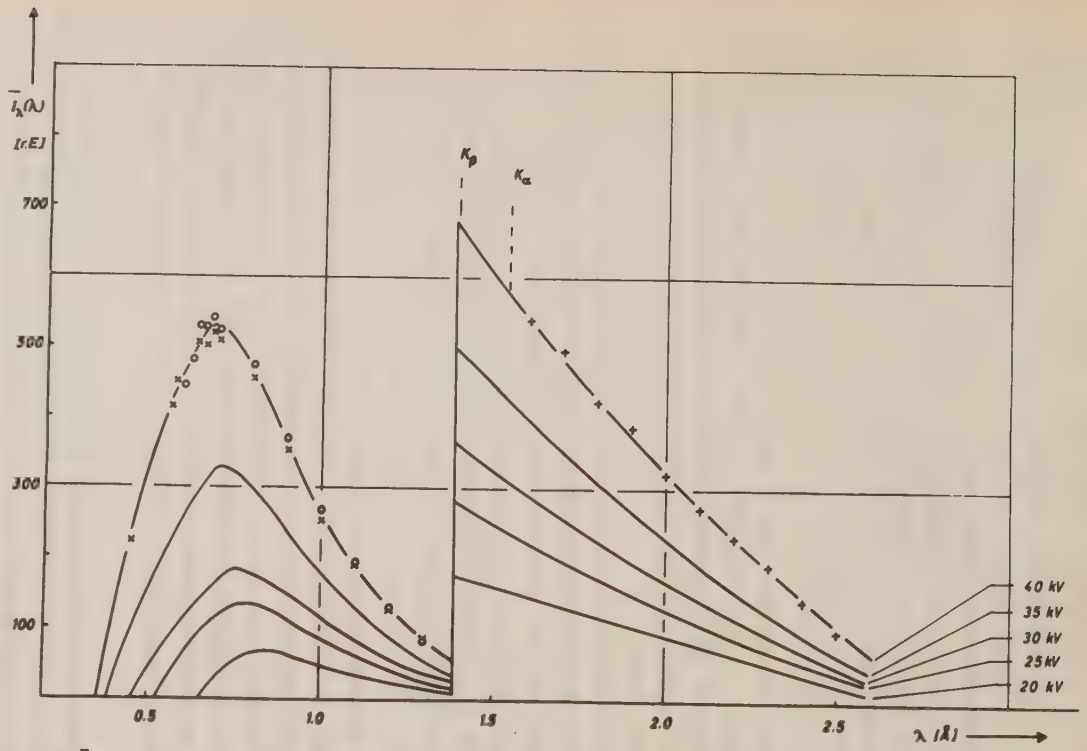

Abb. 13:

Die eine $11{,}8 \cdot 10^{-3}$ mm dicke Kupfer-Antikathode in Elektronenstrahlrichtung verlassende mittlere spezifische Intensität $J_\lambda(\lambda)$ des Kontinuums als Funktion der Wellenlänge. Parameter ist die Energie der einfallenden Elektronen. Alle Kurven sind Mittelwerte aus mehreren Registrierkurven. Für die 40 keV-Kurve sind einzelne Meßwerte aus drei verschiedenen Registrierkurven eingetragen. Die Lage der K_α- und K_β-Linien ist in der 40 keV-Kurve angegeben.

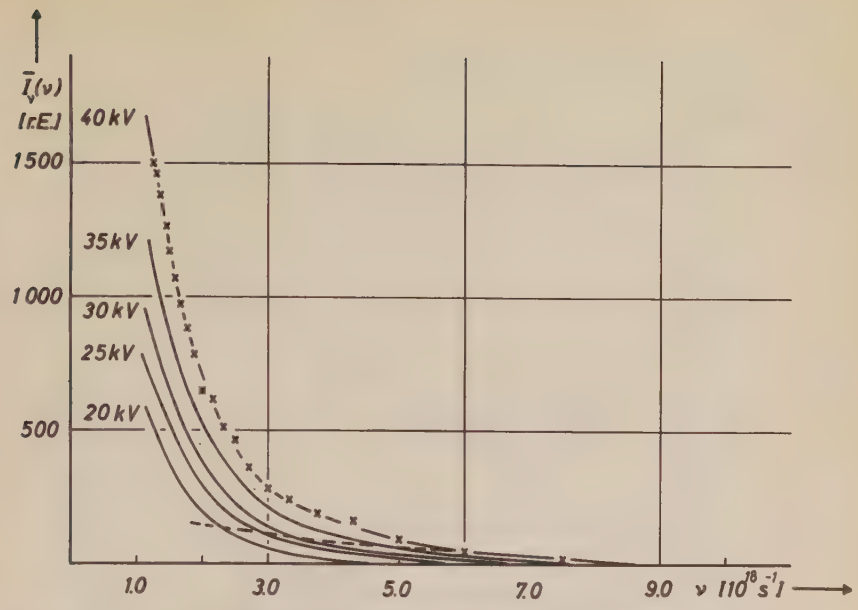

Abb. 14: Die in einer Kupfer-Antikathode entstehende mittlere spezifische Intensität J_ν (ν) des Kontinuums als Funktion der Frequenz. Parameter ist die Energie der einfallenden Elektronen.
Die gestrichelte Kurve ist für 40 keV nach WENTZEL |42| berechnet.

In Abb. 14 ist die nach WENTZEL berechnete Intensität für 40 keV mit eingezeichnet. Während im kurzwelligen Teil gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung vorliegt, weichen die Messungen im langwelligen Teil ganz erheblich zu größeren Werten ab.

In Abb. 15 ist die Quadratwurzel aus der integrierten Kontinuumsintensität - integriert von λ_G bis λ = 2,5 Å als Funktion der an der Röhre liegenden Spannung dargestellt. Es ergibt sich die von der Theorie geforderte quadratische Abhängigkeit der integrierten Kontinuumsintensität von der Spannung (|5|, S. 77).

Abb. 16 zeigt - nach einer (30) entsprechenden Beziehung - die Zahl $N_E^{(d)}/4\pi$ der durch direkten Elektronenstoß in einer elektronendurchlässigen Kupfer-Antikathode entstehenden Eigenstrah-

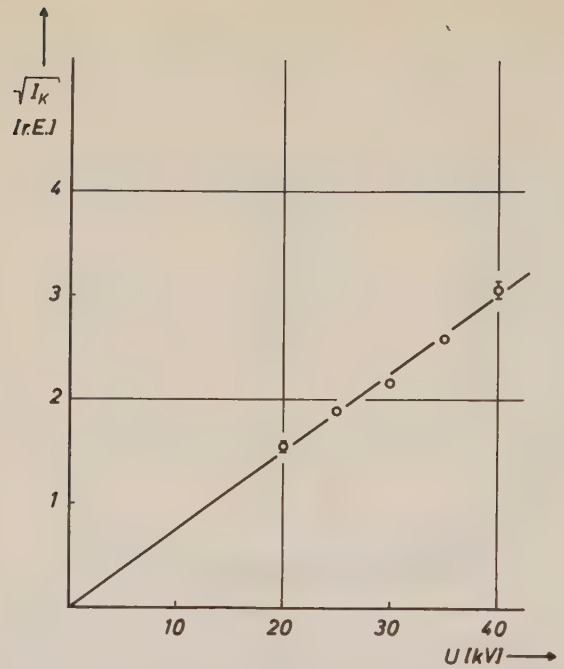

Abb. 15: Quadratwurzel aus der integrierten Kontinuumsintensität $J_K = \int_{\lambda_G}^{\lambda=2.5} J_\lambda^{(e)}(\lambda)d\lambda$ als Funktion der an der Röhre liegenden Spannung.

lungsphotonen pro einfallendes Elektron - bezogen auf den Raumwinkel 1- als Funktion der Spannung in doppeltlogarithmischer Darstellung. Ordinateneinheit ist $(\frac{U}{U_o} - 1)$, wobei U die an der Röhre liegende Spannung und U_o die Anregungsspannung der K-Serie sind. Die Meßpunkte lassen sich durch Geraden ausgleichen, die durch folgende Gleichung wiedergegeben werden können:

$$N_{E_i}^{(d)} = 4\pi p_i \left(\frac{U}{U_o} - 1\right)^n \qquad i = \alpha, \beta \qquad (31)$$

Der Exponent ergibt sich für beide Geraden zu n = 1,60 ± 0,05 in Übereinstimmung mit HINK |19|. Für p_i folgt aus den Messungen

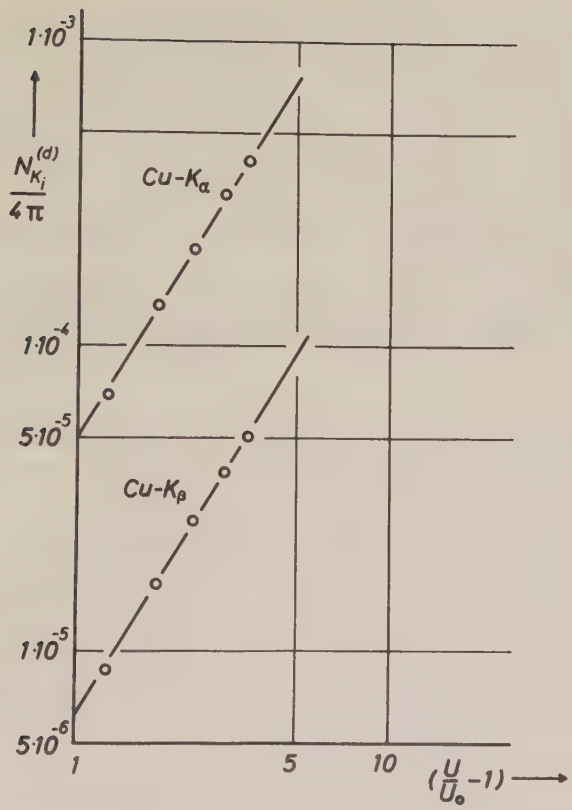

Abb. 16: Zahl der pro einfallendes Elektron durch direkten Elektronenstoß in einer Kupfer-Antikathode entstehenden Cu-K_α-Photonen $N_{K_\alpha}^{(d)}$ und der Cu-K_β-Photonen $N_{K_\beta}^{(d)}$, bezogen auf den Raumwinkel 1, als Funktion der an der Röhre liegenden Spannung U. U_o ist die Anregungsspannung der K-Serie.

$$p_\alpha = 0{,}50 \cdot 10^{-4} \pm 10\ \%$$

$$p_\beta = 0{,}62 \cdot 10^{-5} \pm 10\ \% \ .$$

HINK findet für p_α den Wert $0{,}65 \cdot 10^{-4} \pm 5\ \%$. Die Abweichung der

beiden Werte ist z.T. auf die verschieden bestimmte mittlere Entstehungstiefe der Eigenstrahlung und damit eine verschieden große Absorptionskorrektur zurückzuführen.

In Abb. 17 ist das gesuchte Verhältnis k_α der Intensität der K_α-Linie zur Intensität des Kontinuums gemäß (3) als Funktion der Spannung dargestellt. Als zweiter Abszissenmaßstab wurde $\frac{U}{U_0}$ eingetragen. In Tabelle 2 sind die gemessenen Verhältnisse k_α, k_β und $k' = \frac{J_E}{\int_{\lambda_G}^{\lambda=2.5} J_\lambda(\lambda)d\lambda}$, d.h. Summe der Eigenstrahlungsintensitäten zur gesamten Kontinuums- und Eigenstrahlungsintensität zusammengestellt.

Ein zahlenmäßiger Vergleich mit den in I,2 zitierten Ergebnissen anderer Autoren ist wegen der uneinheitlichen und nicht auf

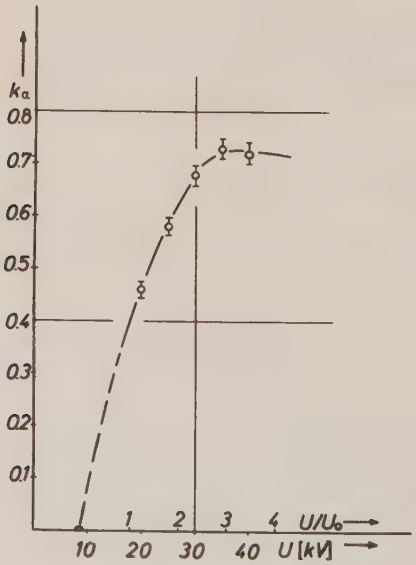

Abb. 17: Verhältnis k_α der Intensität der entstehenden Kupfer-K_α-Linie zur integrierten Intensität des entstehenden Kontinuums $\int_{\lambda_G}^{\lambda=2.5} J_\lambda(\lambda)d\lambda$ als Funktion der Spannung.

U [kV]	k_α	k_β	k'
20	0,46	0,065	0,34
25	0,58	0,072	0,39
30	0,68	0,084	0,43
35	0,73	0,090	0,45
40	0,72	0,089	0,45

Tabelle 2: Verhältnisse der entstehenden K_α-Eigenstrahlung (k_α) und der entstehenden K_β-Eigenstrahlung (k_β) zum entstehenden Kontinuum sowie der entstehenden K_α- und K_β-Eigenstrahlung zur gesamten entstehenden Strahlung (k').

gleiche Verhältnisse reduzierbaren Versuchsbedingungen nur schwer möglich, das Resultat des folgenden Vergleiches trägt daher Näherungscharakter.

METCHNIK |25| beobachtet unter Winkeln Φ von 1° bis 60° relativ zur Antikathoden-Oberfläche (bezüglich des Elektronenstrahls in Rückwärtsrichtung) ein vom Beobachtungswinkel nahezu unabhängiges Verhältnis der die Antikathode verlassenden Strahlungsanteile. Die Absorptionsweglänge in der Antikathode ist aber stark vom Beobachtungswinkel abhängig ($d_A = \frac{x}{\sin \Phi}$ für den hier vorausgesetzten Fall, daß die Antikathode senkrecht zum Elektronenstrahl steht). Da die langwelligen sowie die unmittelbar vor der Absorptionskante liegenden Anteile des Kontinuums aber auf einem längeren Absorptionsweg relativ stärker geschwächt werden als der kurzwellige Kontinuums-Anteil und die Eigenstrahlung, bedeutet die Unabhängigkeit des außerhalb der Antikathode beobachteten Intensitätsverhältnisses der Strahlungsanteile vom Winkel eine Abhängigkeit der spektralen Zusammensetzung der entstehenden Strahlung von der Emissionsrichtung. Diese Abhängigkeit muß derart sein, daß mit kleiner werdendem Winkel zwischen Elektronenstrahlrichtung und Beobachtungsrichtung der langwellige Anteil der kontinuierlichen Strahlung zunimmt. Dieser Schluß wird durch den Vergleich der nach WENTZEL für 90° relativ zum Elektronenstrahl berechneten und der in 0°-Richtung gemessenen spektralen Intensitätsverteilung in Abb. 14 unterstützt.

Es ist daher zu erwarten, daß das in Elektronenstrahlrichtung gemessene Verhältnis k der entstehenden Intensitäten kleiner ist als das für andere Richtungen.

Als Ursache für die Bevorzugung der langwelligen Strahlung in Vorwärtsrichtung kann der Verlust an Strahlungsenergie in seitlicher Richtung durch den Austritt relativ energiereicher Rückdiffusions-Elektronen angesehen werden (vgl. ARCHARD |1|, Abb. 2).

BENDIT |4| beobachtet zwischen 15 und 40 kV unter einem Winkel von 3° gegenüber der Antikathoden-Oberfläche. Der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Elektronenstrahl beträgt wahrscheinlich angenähert 90°.

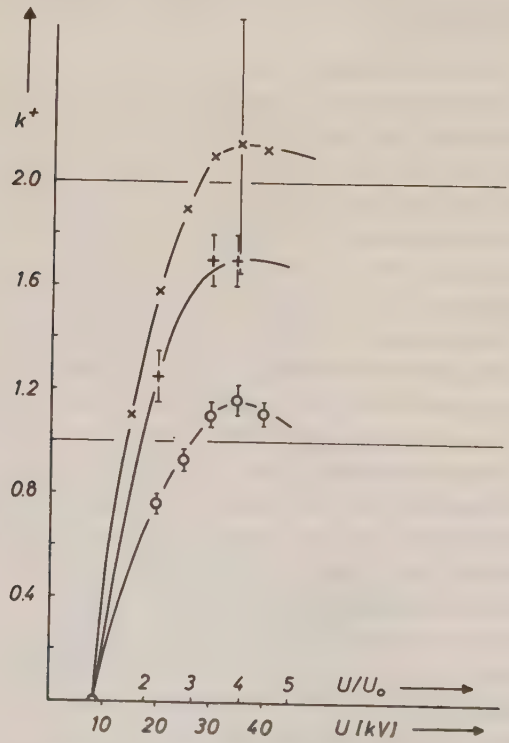

Abb. 18: Verhältnis k^{+} der die Antikathode verlassenden Strahlung als Funktion der Spannung. o Meßwerte des Verfassers, x Werte nach BENDIT |4|. Die Werte + sind nach den Meßwerten des Verfassers für eine Absorptionsweglänge von 24.10^{-3} mm berechnet.

Das Intensitätsverhältnis der die Antikathode verlassenden Strahlungsanteile nimmt zunächst mit der Spannung zu, erreicht bei etwa der vierfachen Anregungsspannung seinen Maximalwert und sinkt danach wieder leicht ab. Der Verlauf des Intensitätsverhältnisses mit der Spannung ist der gleiche wie der in dieser Untersuchung gefundene für die die Antikathode in Elektronenstrahlrichtung verlassende Strahlung (Abb. 18), die Werte unterscheiden sich jedoch um den Faktor 2.

Nimmt man für die mittlere Entstehungstiefe der Strahlung bei 35 kV Röhrenspannung den in dieser Arbeit gefundenen Wert von $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ mm an, so ergibt sich bei einem Beobachtungswinkel von 3° zur Antikathoden-Oberfläche eine mittlere Absorptionsweglänge von $24 \cdot 10^{-3}$ mm. Dieser längere Absorptionsweg bringt eine Verschiebung des Intensitätsverhältnisses zugunsten der Eigenstrahlung mit sich. Werden die hier gemessenen Intensitäten von Kontinuum und Eigenstrahlung einem Absorptionsweg von $24 \cdot 10^{-3}$ mm unterworfen, so ergeben sich für 30 und 35 kV die k^{+}-Werte zu 1,7 und erreichen das von BENDIT angegebene Fehlerintervall (vgl. Abb. 18).

Das von HINK |18| an einer Membran-Antikathode in Elektronenstrahlrichtung ohne spektrale Zerlegung gemessene Verhältnis der Zahl der K_{α}-Photonen zur Zahl der Kontinuumsphotonen liegt um etwa 15 % über dem hier gemessenen Verhältnis der Photonenzahlen. Die eigenen Werte liegen für Spannungen unter 30 kV in dem von HINK angegebenen Fehlerintervall.

Die von BATZIES |3| gemessene Unabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von der Spannung sowie die Ergebnisse von ARNDT und RILEY |2| für 30 kV und von PARRISH und KOHLER |29| für 40 kV können aus den Ergebnissen dieser Arbeit nicht bestätigt werden.

VII Zusammenfassung

Es wird die Anordnung zur Messung der spektralen Intensitätsverteilung im Spektrum einer Feinfokus-Röntgenröhre mit Kupfer-Membran-Antikathode mittels eines BRAGG-Spektrometers bei feststehendem Kristall angegeben. Die Röhrenspannungen werden zwischen 20 und 40 kV variiert. Das Spektrum wird mit einem Proportionalzählrohr registriert. An der gemessenen Intensitätsverteilung werden folgende z.T. wellenlängenabhängige Korrekturen angebracht: Absorption in der als Austrittsfenster der Röhre dienenden Antikathode, Absorption in Luft, Reflexionsvermögen des Spektrometer-Kristalls (Quarz $10\bar{1}1$), Reflexionen höherer Ordnung, Empfindlichkeit des Zählrohres und Nichtlinearität der Nachweis-Apparatur.

Zur Bestimmung der Absorption in der Antikathode wird die mittlere Entstehungstiefe der kontinuierlichen Röntgenstrahlung für die Wellenlänge der Absorptionskante des Antikathodenmaterials gemessen. Diesen Werten werden die Kurven von METCHNIK und TOMLIN - Entstehungstiefe der Röntgenstrahlung als Funktion der Energie der entstehenden Strahlung - angepaßt.

Das Reflexionsvermögen des Spektrometerkristalls wird experimentell bestimmt, ebenso der Beitrag der in zweiter Ordnung reflektierten Intensität. Die vorwiegend durch Zählverluste hervorgerufene Nichtlinearität wird durch eine in einem Iterationsverfahren aus Messungen berechnete Korrekturgröße berücksichtigt. Die Empfindlichkeitskurve des benutzten Zählrohres ist in einer getrennten Arbeit bestimmt worden und wird von dort direkt übernommen.

Die absoluten Photonenzahlen der Linien lassen sich als Funktion der Spannung in doppelt-logarithmischen Koordinaten durch Geraden darstellen. Die Konstanten der Geraden werden für die Kupfer-K_α- und die Kupfer-K_β-Linie angegeben.

Die von λ_G bis λ = 2,5 Å integrierte Kontinuumsintensität ist quadratisch von der an der Röhre liegenden Spannung abhängig.

Das Verhältnis k_α der in Elektronenstrahlrichtung entstehenden K_α-Eigenstrahlungsintensität zu der Intensität des in der

gleichen Richtung emittierten entstehenden Kontinuums wird gemessen. Es nimmt mit zunehmender Röhrenspannung zu und erreicht bei etwa der dreifachen Anregungsspannung der K-Serie sein Maximum von 0,7. Den gleichen Verlauf zeigt das Verhältnis der K_β-Intensität zur Kontinuusmintensität. Der Maximalwert ist 0,09. Das Verhältnis der gesamten Eigenstrahlungsintensität zur Gesamtstrahlungsintensität wird für die benutzten Spannungen angegeben.

Literaturverzeichnis

[1]	ARCHARD, G.D.	X-ray microscopy and X-ray microanalysis. Proc. III. Intern. Sympos., Stockholm 1960, 331 Elsevier Publ. Comp. Amsterdam, London 1960
[2]	ARNDT, U.W. und RILEY, D.P.	Proc. Phys. Soc. 65A, 74 (1952)
[3]	BATZIES, P.	Diplomarbeit, I. Phys. Inst. F.U. Berlin (1961)
[4]	BENDIT, E.G.	Brit. J. Appl. Phys. 9, 312 (1958)
[5]	BLOCHIN, M.A.	Physik der Röntgenstrahlen VEB Verlag Technik Berlin 1957
[6]	BLOCHIN, M.A.	Methoden der Röntgenspektralanalyse Verlag Otto Sagner, München, 1964
[7]	BLOCHIN, M.A., DEMEKHIN, V.E. und SHVEITSER, J.G.	Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. fiz. 26, 419 (1962)
[8]	CASTAING, R. und DESCAMPS, J.	J. Phys. Radium, 16, 304 (1955)
[9]	COMPTON, A.H. und ALLISON, S.K.	X-rays in theory and experiment Van Norstrand, New York, 1935
[10]	EHRLICH, M.	J. Res. Nat. Bur. Stand. 54, 107 (1956)
[11]	FAIRSTEIN, E.	Rev. Sci. Instr. 27, 475 (1956)
[12]	FLÜGGE, S.	Handbuch der Physik XXX Springer Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg (1957)
[13]	GABLESKE, R.	Diplomarbeit, I. Phys. Inst. F.U. Berlin (1965)
[14]	GUINIER, A.	X-ray crystallographic technology Hilger and Watts London 1952
[15]	HANSEN, W.W. und STODDARD, K.B.	Phys. Rev. 43, 701 (1933)

[16]	HANSON, H.P. und SALEM, S.J.	Phys. Rev. 124, 17 (1961)
[17]	HINK, W.	X-Ray Microscopy and X-Ray Microanalysis Proc. II. Intern. Symposium 1960, Stockholm Elsevier Publishing Comp., Amsterdam 1960
[18]	HINK, W.	X-Ray Optics and X-Ray Microanalysis Proc. III. Intern. Symposium 1962, Stanford, California Academic Press Inc., New York, 1963, S. 173
[19]	HINK, W.	Z. Phys. 177, 424 (1964)
[20]		Internationale Tabellen zur Bestimmung von Kristallstrukturen II, Gebr. Bornträger, Berlin, 1935
[21]		International tables for X-Ray Crystallography Kynoch Press, Birmingham 1952
[22]	JAKSCHIK, J.	Dissertation, I. Phys. Inst., F.U. Berlin 1965
[23]	KULENKAMPFF, H.	Ann. Phys. 69, 548 (1922)
[24]	LANDOLT-BÖRNSTEIN	Zahlenwerte und Funktionen Springer Verlag Berlin-Heidelberg
[25]	METCHNIK, V.	Proc. Phys. Soc. 82, 515 (1963)
[26]	METCHNIK, V. und TOMLIN, S.G.	Proc. Phys. Soc. 81, 956 (1963)
[27]	MÖRING, M.	Diplomarbeit, I. Phys. Inst., F.U. Berlin (1961)
[28]	NORELAND, E. und EKSTIG, B.	Ark. f. Fysik 26, 173
[29]	PARRISH, W. und KOHLER, T.R.	J. Appl. Phys. 27, 1215 (1956)
[30]	PARRISH, W. und TAYLOR, J.	Norelco Reporter 3, 105 (1956)

|31| PETER, K. — Diplomarbeit, I. Phys. Inst., F.U. Berlin (1958)

|32| PETZOLD, W. — Dissertation, I. Phys. Inst., F.U. Berlin (1961)

|33| PETZOLD, W. — Z. angew. Phys. 15, 158 (1963)

|34| SAGEL, K. — Tabellen zur Röntgenstrukturanalyse Springer Verlag Berlin 1958

|35| SCHWARTZ, K. — Diplomarbeit, I. Phys. Inst., F.U. Berlin (1960)

|36| STODDARD, K.B. — Phys. Rev. 46, 837 (1934)

|37| SOMMERFELD, A. — Ann. Phys. 11, 257 (1931)

|38| TAYLOR, J. und PARRISH, W. — Rev. Sci. Instr. 26, 367 (1955)

|39| TROST, A. — Z. angew. Phys. 10, 404 (1958)

|40| WEBSTER, D.L. — Proc. Nat. Acad. Sci. 13, 445 (1927)

|41| WEBSTER, D.L. und HENNINGS, A.E. — Phys. Rev. 21, 301 (1923)

|42| WENTZEL, G. — Z. Phys. 27, 257 (1924)

|43| WHITE-GRODSTEIN, G. — Nat. Bur. Stand., Circ. 583, Washington (1957)

|44| WORTHINGTON, C.R. und TOMLIN, S.G. — Proc. Phys. Soc. 69A, 401 (1956)

Die vorliegende Arbeit wurde im I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin unter der Anleitung seines Direktors, Herrn Professor Dr. H. Lassen, in den Jahren 1962 bis 1966 durchgeführt.

Herrn Professor Dr. H. Lassen danke ich für die Hilfe und Förderung, die er mir während meines Studiums zuteil werden ließ sowie für das stets rege und fördernde Interesse, das er dem Fortgang dieser Arbeit entgegenbrachte.

Herrn Professor Dr. W. Hink danke ich für viele anregende Diskussionen. Herr Dr. G. Kühnen stellte freundlicherweise das Original zur Abbildung 5 zur Verfügung.

Lebenslauf

Am 14. April 1928 wurde ich als Sohn des Maurermeisters Ernst Möring und seiner Ehefrau Alice, geb. Gericke, in Altdöbern N/L geboren. Ab Ostern 1934 besuchte ich die dortige Grundschule, ab Ostern 1939 die Oberschule für Jungen in Küstrin. Mein Abitur bestand ich 1947 in Osterburg (Altmark). Nach dem Besuch eines Ausbildungslehrganges für Grundschullehrer in Magdeburg und der Absolvierung der ersten und zweiten Lehrerprüfung sowie einer Fachlehrerprüfung für Physik war ich bis 1954 als Grundschullehrer tätig.

Im Sommersemester 1954 begann ich das Studium der Physik an der Freien Universität Berlin und bestand dort am 24. 11. 1961 die Diplomprüfung im Fach Physik mit der Note "sehr gut".

Seit dem 1. 10. 1957 war ich als studentische Hilfskraft, seit dem 1. 10. 1959 als wissenschaftlicher Hilfsassistent am I. Physikalischen Institut angestellt. Seit dem 1. 12. 1961 bin ich an diesem Institut als wissenschaftlicher Assistent tätig.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten: A. Dinghas, G. Engel, G. Hellwig, R. Honerjäger, K.F. Jahr, K. Just, K. Kanthack, H. Lassen, W. Lautsch, F.W. Levi, H. Lichte, R. Lorenz, G. Ludwig, E. May, K.R. Mehnert, G. Ormanns, H.-H. Ostmann, M. Päsler, M. Richter, R. Ritter, W. Stein.